UNIVERSITE DE PARIS VII-DENIS DIDEROT

THESE

Présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR ès SCIENCES

de l'Université Paris VII-Denis Diderot

par

Cécile RASTOIN

Les électrons de Jupiter et de la Galaxie dans l'héliosphère

d'après l'expérience KET à bord de la sonde spatiale ULYSSE

Soutenue le 15 juin 1995 devant la commission d'examen:

M. André BRAHIC	Président
M. André BALOGH	Rapporteur
M. Michel BLANC	Rapporteur
Mme Catherine CESARSKY	Examinatrice
M. Philippe FERRANDO	Directeur de thèse
M. Marius POTGIETER	Rapporteur
Mme Renée PRANGE	Examinatrice

Edition du 23 juin 1995

PROLOGUE

Wonder is a seed
out of which knowledge grows.
F. Bacon

ACKNOWLEDGMENTS

Many wonders there are,
and yet none is more wonderful than man. (Sophocles)

Almost five years ago, I read a short news report on the successful launch of a spacecraft named ULYSSES heading towards Jupiter. What a well-timed opportunity and an appealing perspective of work!... After completion of my university studies, I undertook this thesis and explored the solar system, following step by step the Ulysses road and the observations of the KET onboard electron telescope.

Now that this thesis is achieved, I realize how grateful I am for this exciting adventure. Thanks for the intellectual pleasure of exploring and comprehending, for the joys of a team work in an enthusiastic and good-spirited group, thanks for all the benefits I gained in my research topic as well as in other fields and for the countless occasions of discussing and meeting people.

Whom should I thank?

First, I am indebted to my advisor, Philippe Ferrando, for the trust and the latitude he granted me all along this research, as well as for his scientific rigour and constant receptiveness. Special thanks to Alain Raviart to whom I am grateful for a hundred reasons, e.g. for his enthusiasm and his knowledge of KET. Thanks to Irène Fondeur for her efficient logistic and moral support. I would like to thank both of them, who have shared an office with the ever-laughing and noisy student I have been. I extend my warm thanks to René Ducros; the whole team took advantage of his hepful computer support and of his "provençal" accent. He has also been one of the first proof readers of this thesis. I also want to mention Pierre-Olivier Petrucci for his helpfulness in IDL problems.

I am grateful to my dissertation committee members, André Brahic, who has accepted to chair the committee, Marius Potgieter, who has readily agreed to serve as referee, and André Balogh, who has given much of his time and energy to read this thesis and to write the corresponding report in French. I owe special thanks to Michel Blanc for beeing my third referee. He gave me the opportunity of visiting the impressive Pic du Midi observatory and provided me with many helpful insights on magnetospheres. I am greatly honoured to have in my committee Catherine Cesarsky who received me in the Service d'Astrophysique. I am also very pleased that Renée Prangé has accepted to be one of my committee member.

Thanks to the Ecole Polytechnique, a 200 year-old lady yet dynamic: it provided me with its financial support and the very first opportunity to discover the Ulysses-KET mission during a training period performed in Spring 1991 at both Saclay and Kiel.

I extend my thanks to the Kiel working team for its friendly welcome and fruitful collaboration: G. Wibberenz, H. Kunow, R. Müller-Mellin, H. Sierks, as well as M-B. Kallenrode. Thanks to Holger Boll whose passion for dynosaures and french language I greatly appreciated. Special thanks to Bernd Heber for many exchanges of ideas, before, during and after the conferences and their deadlines. Thanks to the greek-italian KET working group, specially to Contantinos Paizis for his clear understanding of cosmic-ray issues; I owe heartfelt thanks to all, for their warm welcome and introduction into the beauties of Dante and Italy.

I greatly appreciated the international and inspiring collaboration of ULYSSES and I am grateful to all scientists I have met in the course of this work. They did readily guide and share views with the novice researcher I am: P. Canu, B. McKibben, J. Simpson and others from the Ulysses team, as well as P. Evenson, B. Webber and F. McDonald... With a special mention for the Imperial College researchers for their welcome and collaboration: A. Balogh, S. Cowley, M. Dougherty, G. Erdös... Warm thanks to Bob Forsyth, who has provided timely answers to countless requests, to Nikki Fox for her nice wellcome and to Keith Staines for his good-natured and efficient support. Thanks to all, whose helpfulness allowed me to enjoy the Jovian study.

REMERCIEMENTS

Il y a, au monde, bien des sujets d'émerveillement
mais nul n'est plus prodigieux que l'être humain. (Sophocle)

Il y a cinq ans, déjà!, je lisais un entrefilet de presse relatant le lancement réussi d'une sonde spatiale nommée ULYSSE qui s'en allait vers Jupiter. Quelle perspective séduisante!...Une fois quittés les bancs de l'Ecole et appris l'alphabet de l'astrophysique en DEA, je me lançai dans l'aventure de cette thèse, explorant le système solaire au rythme d'Ulysse et de son télescope à électrons KET. L'envie de dire MERCI naît de cette expérience passionnante, maintenant que la thèse est écrite et le rythme du travail légèrement plus paisible.

MERCI pour le plaisir intellectuel d'exploration et de compréhension, pour les joies d'un travail en équipe, dans une équipe soudée et enthousiaste, merci pour tout le bénéfice, scientifique et autre, des nombreuses rencontres, des dépaysements géographiques et intellectuels.

Mais à qui dire MERCI?

Comment ne pas citer l'équipe Ulysse du Service d'Astrophysique et, en premier lieu, mon directeur de thèse, Philippe Ferrando, pour la confiance et la liberté qu'il m'a accordées, pour sa rigueur scientifique et sa disponibilité. Merci à Alain Raviart pour tout ce que je lui dois, j'ai grandement bénéficié, entre autre, de son enthousiasme et de sa connaissance de KET; merci à Gigi (alias Irène Fondeur) pour son soutien moral et logistique. Merci à tous les deux pour avoir accepté de si bon coeur dans leur bureau l'intruse rieuse et envahissante que je fus. Merci à René Ducros pour son immense travail informatique dont profite toute l'équipe et pour son accent du midi, merci à lui d'avoir été un de mes premiers et fidèles lecteurs. Merci à P.O.P, dernier venu de l'équipe, pour sa précieuse collaboration en IDL, ainsi que B. Morin et N. Petrou pour leur aide en informatique.

Je tiens à remercier ici vivement tous les membres du jury: André Brahic qui me fait l'honneur de le présider, Marius Potgieter qui a accepté d'être rapporteur d'une thèse française et André Balogh qui a eu le mérite d'établir un rapport en français et de m'éclairer par bien des échanges et par son approche claire et synthétique de la magnétosphère de Jupiter. Merci à Michel Blanc d'avoir suivi et lu ce travail et d'en avoir écrit le troisième rapport. Je lui suis redevable de la découverte du Pic du Midi ainsi que de bien des éclaircisements sur les magnétosphères. Je suis très honorée de la présence dans ce jury de Catherine Cesarsky qui m'a accueillie la première au Service d'Astrophysique. Je voudrais enfin remercier Renée Prangé d'y participer également et d'avoir si volontiers discuté des subtilités magnétosphériques.

Merci à l'X, encore jeune et entreprenante quoique bicentenaire, pour avoir rendu possible cette aventure, par son financement mais aussi par le stage de recherche que j'effectuais sur KET à Saclay et à Kiel. Merci à J. Heyvaerts d'avoir, en tant que directeur de thèse à l'Université, suivi ce travail tout au long de son développement.

Il est bien naturel de remercier toute l'équipe de Kiel pour leur accueil et notre fructueuse collaboration: Pr. G. Wibberenz, H. Kunow, R. Müller-Mellin, H. Sierks ainsi que M.-B. Kallenrode... Merci à Bernd Heber pour les nombreux échanges et entraides, avant, pendant et après les conférences et leur "deadlines". Sans oublier Holger Boll dont j'ai pu apprécier le goût pour les dinosaures et la langue française. Herzlichen Dank zu allen.

Merci à l'équipe gréco-italienne de KET, particulièrement à Constantinos Paizis pour sa gentillesse et sa clarté dans l'approche des problèmes du rayonnement cosmique. Merci à toute l'équipe pour leur accueil sympathique à Milan, leur initiation à Dante et à l'Italie.

Le projet ULYSSE brasse une collaboration très internationale et j'ai beaucoup apprécié cet environnement stimulant. Merci à tous les autres scientifiques que j'ai eu l'honneur et le plaisir de rencontrer, ils ont toujours été prêts à expliquer et discuter avec les jeunes novices dont j'étais: P. Canu, B. McKibben, J. Simpson et bien d'autres de la collaboration ULYSSE, sans oublier P. Evenson, B. Webber et F. McDonald. Sans omettre de mentionner spécialement l'accueil et la collaboration avec l'Imperial College, A. Balogh, S. Cowley, M. Dougherty, G. Erdös... Merci à Bob Forsyth pour sa promptitude à répondre aux appels en tout genre, à Nikki Fox pour son accueil souriant, et à Keith Staines pour son humour et sa non moindre efficacité. Merci à tous, sans lesquels la magnétosphère de Jupiter serait restée lettre morte.

I realize now that it is really impractical to give credit to all the people to whom I am indebted. To many individuals in the Service d'Astrophysique, I would like to extend my sincere thanks for shared laughters and inspiring discussions, for shared coffee breaks and other enjoyable moments: Cécile Ferrari, Françoise Gaulier, Isabelle Grenier, André Tabary, as well as for various grounds, D. Ellison, P. Goret, C. Gouiffes, L. Koch-Miramond, J.-P. Meyer, M. Tagger and others. Thanks to M. Gros and all those who offered comments in order to improve the presentation of this work.

Last but not least, I would like to thank all those who helped me, through their friendly curiosity and refreshing questions, to clarify and develop my views on the topics of this work and the general challenges of astrophysics. Thanks to those who have greatly contributed to this adventure through the support of their constant friendship and love, to them I dedicate this work....

Mais voilà, il y a encore bien d'autres personnes que je me dois de remercier ici. Beaucoup dans le Service d'Astrophysique mériteraient plus qu'un clin d'oeil pour les rires communicatifs et les discussions enrichissantes, pour les cafés et les bons moments passés ensemble: Cécile Ferrari, Françoise Gaulier, Isabelle Grenier, Patrick Mulet, André Tabary ainsi qu'à titres divers et variés D. Ellison, P. Goret, C. Gouiffes, L. Koch-Miramond, J.-P. Meyer, M. Tagger, G. Thiéry et bien d'autres. Merci à M. Gros et à tous ceux dont les remarques et commentaires m'ont permis d'améliorer la formulation et la présentation de mon travail.

Merci enfin à tous ceux qui, par leur curiosité et leurs questions à bâtons rompus, m'ont encouragée à raconter le sujet de mon travail et les enjeux de l'astrophysique; ils m'ont ainsi aidée à les concevoir plus clairement et à mieux les énoncer; merci à ceux qui, par leur affection et leur soutien, ont contribué pour une part immense quoique indéfinie à cette aventure, je leur dédie ce travail...



AVERTISSEMENT AU LECTEUR

There is an art of reading,
as well as an art of thinking and an art of writing. (B. d'Israeli)

Cette thèse est l'histoire de quatre années d'odyssée à travers l'espace interplanétaire et d'étude des électrons relativistes mesurés dans une vaste gamme d'énergies, de quelques MeV à plus de 10 GeV, par l'expérience KET à bord de la sonde spatiale ULYSSE.

Afin d'entrer dans la démarche de ce travail, il me paraît important d'en souligner la logique. Après une présentation des protagonistes principaux, ULYSSE et les électrons relativistes, nous aborderons l'étude des deux magnétosphères explorées, celle de Jupiter et celle du Soleil. A chaque fois, nous introduirons l'objet étudié et poserons les questions auxquelles KET peut répondre, au moins partiellement. Ensuite, nous établirons les moyens expérimentaux et les outils mis en oeuvre. Les observations de KET seront alors analysées et modélisées. Dans le contexte des observations antérieures, nous mettrons en perspective l'originalité et les limites de la contribution de KET aux débats, les réponses et les questions nouvelles que les observations suscitent.

Un grand nombre de figures illustrent la démarche suivie et les observations, schématisent les objets d'étude et les résultats, mon penchant naturel étant de croire avec M. Allais que "toute science est un compromis entre le souci de la simplicité et le souci de la ressemblance". Au lecteur de choisir sa lecture en s'attachant plus ou moins aux illustrations. J'ai tenté de ne pas trop trahir la langue française mais les figures extraites d'articles en anglais sont restés dans leur langue originelle.

Présentons le plan de l'odyssée à laquelle le lecteur est convié.

Dans la magnétosphère de Jupiter qu'ULYSSE a traversée en février 1992, l'enquête portera sur les électrons de quelques MeV. Les observations nous suggéreront un mécanisme pour la mystérieuse modulation du flux des électrons et révéleront des processus de reconnexion entre les champs magnétiques intérieur et extérieur à la magnétosphère. Les électrons nous feront découvrir les régions frontières à travers lesquelles ils s'échappent vers l'espace interplanétaire.

Profitant de l'assistance gravitationnelle de Jupiter, ULYSSE nous entraînera ensuite vers les régions sud de l'héliosphère. Nous modéliserons le flux des électrons joviens le long de la trajectoire d'ULYSSE grâce à un modèle 3-D de propagation élaboré à cette fin et nous en déduirons les coefficients de diffusion des électrons de quelques MeV.

Passant quelques mois en été 1994 aux plus hautes latitudes héliographiques, ULYSSE a bénéficié d'une trajectoire inédite pour étudier le rayonnement cosmique d'origine galactique, principale raison d'être de la mission. A cette fin, le spectre d'électrons de plus de 300 MeV sera construit en exploitant les tests en accélérateurs de KET. Interprétés à l'aide d'un modèle simple de modulation solaire, les électrons galactiques relanceront le débat ouvert sur les coefficients de diffusion, la modulation solaire et sur l'éventuelle importance du signe de la charge, par comparaison avec les hadrons mesurés simultanément par KET, les observations antérieures et les modèles existants.

Voici donc les aventures d'ULYSSE...

TABLE DES MATIERES

Ithaca

When you set out for Ithaca, ask that journey be long,
Full of adventures, full of things to learn.

Visit many cities, and gathered stores of knowledge from the learned.
Have Ithaca always in your mind. Your destination is to arrive there;
But do not hurry your journey in the least.

Ithaca gave you that splendid journey.
Without her you would not have set out.
She has nothing more to offer.

And if you find her poor, Ithaca has not deceived you.
You have acquired such wisdom, so much experience,
That you will have already realized what these Ithacas mean.

C. Kavafis

INTRODUCTION: ULYSSES AND ELECTRONS 3

1. ULYSSES
   - 1.1 The spacecraft 5
   - 1.2 The experiments onboard 7
   - 1.3 The COSPIN instrument set 8
   - 1.4 Presentation of the KET electron telescope 10
   - 1.5 KET at work 10

2. THE ELECTRONS, TEST PARTICLES AND FIELD MARKERS
   - 2.1 Overview of the heliosphere 15
   - 2.2 Energetic particles in the heliosphere 18
   - 2.3 Some basic physics 19
   - 2.4 The relativistic electrons as field markers 21
   - 2.5 The relativistic electrons as test particles 22
   - 2.6 Perspective of the present work 23

PART I. THE WORLD OF JUPITER 25

I.1 THE JOVIAN MAGNETOSPHERE
   - I.1.1 What is a "magnetosphere"? 27
   - I.1.2 Solar wind/magnetosphere interaction 28
   - I.1.3 The Jovian magnetosphere 30
   - I.1.4 The magnetic field at Jupiter 33
   - I.1.5 Magnetospheric trapped particles 35
   - I.1.6 Open questions 37

I.2 THE DETECTION OF MeV ELECTRONS
   - I.2.1 KET and the MeV electrons 39
   - I.2.2 KET in the Jovian storm 40
   - I.2.3 Sectorised channels and anisotropies 41
   - I.2.4 KET and the other instruments 45

I.3 TOURING AROUND JUPITER
   - I.3.1 The Ulysses trajectory 47
   - I.3.2 Observed anisotropies: confirmations 50
   - I.3.3 Observed anisotropies: discoveries 53
   - 1.3.4 The different magnetospheric regions as seen by KET 56

I.4 THE OUTER BOUNDARIES
   - I.4.1 Magnetopause crossings and dynamics 59
   - I.4.2 Reconnection versus diffusion: the terrestrial analogy 62
   - I.4.3 Evidence for magnetic reconnection 65
   - I.4.4 Boundary observations by KET 68
   - I.4.5 Electron escape 75

I.5 THE JOVIAN CLOCK
   - I.5.1 The electron modulation as seen by KET 77
   - I.5.2 Where is the clock? 83
   - I.5.3 The clock mystery 85
   - I.5.4 A proposed mechanism 87

I.6 ELECTRONS AS MARKERS OF THE JOVIAN MAGNETIC FIELD
   - 1.6.1 How does the Jovian magnetosphere look like? 91
   - I.6.2 KET results 93
   - I.6.3 Perspectives 94

Reference of articles associated with part I 95

INTRODUCTION: ULYSSE ET LES ELECTRONS 3

1. ULYSSE
- 1.1 La sonde spatiale 5
- 1.2 Les expériences embarquées 7
- 1.3 L'expérience COSPIN 8
- 1.4 Présentation du télescope à électrons KET 10
- 1.5 KET en action 10

2. LES ELECTRONS, PARTICULES TESTS ET TRACEURS DU CHAMP
- 2.1 Petite vue de l'héliosphère 15
- 2.2 Des particules énergétiques dans l'héliosphère 18
- 2.3 Physique de poche 19
- 2.4 Les électrons relativistes traceurs du champ 21
- 2.5 Les électrons relativistes, particules tests 22
- 2.6 Perspective de ce travail 23

PARTIE I. AU ROYAUME DE JUPITER 25

I.1 LA MAGNETOSPHERE DE JUPITER
- I.1.1 Qu'est ce qu'une "magnétosphère"? 27
- I.1.2 Magnétosphère en interaction 28
- I.1.3 La magnétosphère jovienne 30
- I.1.4 Le champ magnétique de Jupiter 33
- I.1.5 Particules piégées dans la magnétosphère 35
- I.1.6 Les questions ouvertes 37

I.2 LA DETECTION DES PARTICULES DE QUELQUES MeV
- I.2.1 Le télescope KET et les électrons de quelques MeV 39
- I.2.2 KET dans la tempête 40
- I.2.3 Voies sectorisées et anisotropie 41
- I.2.4 KET et les autres instruments 45

I.3 VISITE A JUPITER
- I.3.1 Le trajet d'Ulysse sous tous les angles 47
- I.3.2 Les anisotropies observées par KET: confirmations 50
- I.3.3 Les anisotropies observées par KET: découvertes 53
- 1.3.4 Les différentes régions de la magnétosphère vues par KET 56

I.4 LES FRONTIERES
- I.4.1 Croisement et dynamique de la magnétopause 59
- I.4.2 Reconnexion et/ou diffusion: analogie terrestre 62
- I.4.3 Reconnexion magnétique à Jupiter 65
- I.4.4 Les différentes frontières vues par KET 68
- I.4.5 Fuite d'électrons 75

I.5 L'HORLOGE DE JUPITER
- I.5.1 La modulation des électrons vue par KET 77
- I.5.2 Où est l'horloge de Jupiter? 83
- I.5.3 Le mystère de l'horloge 85
- I.5.4 Proposition de mécanisme 87

I.6 LES ELECTRONS A JUPITER, TRACEURS DU CHAMP
- 1.6.1 A quoi ressemble la magnétosphère jovienne 91
- I.6.2 Résultats de KET 93
- I.6.3 Perspectives. 94

Référence des publications associées à la partie I 95

PART II. JOVIAN ELECTRONS IN THE 3-D HELIOSPHERE **97**

II.1 A 3-D VIEW OF THE HELIOSPHERE
- II.1.1 Sun, field and ballerina skirt 99
- II.1.2 Shocks and solar wind 102
- II.1.3 A brief history of Jovian electrons 104
- II.1.4 Goals of this study 107

II.2 THE JOVIAN ELECTRON ODYSSEY
- II.2.1 "Jets" and diffusive Jovian events 109
- II.2.2 The Jets as an interplanetary Jovian clock 110
- II.2.3 Propagation obstacles 112
- II.2.4 The electrons as markers of the interplanetary field 115

II.3 A PROPAGATION 3-D MODEL
- II.3.1 Particle propagation 117
- II.3.2 About solving the Fokker-Planck equation 118
- II.3.3 Model inputs 118
- II.3.4 Fitting the data 120
- II.3.5 The transitory regime 121
- II.3.6 Model results 123

Reference of articles associated with part II *127*

PARTIE III. GALACTIC ELECTRONS IN THE HELIOSPHERE **129**

III.1 COSMICS AND SOLAR CYCLE
- III.1.1 The cosmic "rays" 129
- III.1.2 The heliosphere in the Galaxy 131
- III.1.3 Entry into the heliosphere 135
- III.1.4 The solar modulation of KET protons 137
- III.1.5 The electrons as test particles 139

III.2 MODULATION: POCKET-SIZED THEORIES
- III.2.1 The Fokker-Planck equation once more 141
- III.2.2 The simplest models 141
- III.2.3 The electrons challenge theories 143
- III.2.4 The second-generation models 147
- III.2.5 Purpose of this study 151

III.3 KET SEEKING FOR GALACTIC ELECTRONS
- III.3.1 KET and GeV electrons 153
- III.3.2 Taking advantage of the extensive calibrations 155
- III.3.3 The new-defined electron channels 160
- III.3.4 In search of the Galactic electron spectrum 162

III.4 THE GALACTIC ELECTRON SPECTRA
- III.4.1 Time variations of the spectrum 163
- III.4.2 Comparison with other observations 165
- III.4.3 Protons used as a solar clock 167
- III.4.4 Theories and diffusion coefficients 171
- III.4.5 Discussion 173

III.5 THE TEST OF GALACTIC ELECTRONS
- III.5.1 Electrons versus hadrons 175
- III.5.2 Previous observations 176
- III.5.3 Charge-sign dependence? 177
- III.5.4 Mixing the different modulation factors... 180

Reference of the articles associated with Part III *181*

PARTIE II. LES ELECTRONS DE JUPITER DANS L'HELIOSPHERE 97

II.1 L'HELIOSPHERE EN TROIS DIMENSIONS
II.1.1 Soleil, champ magnétique et jupe de ballerine 99
II.1.2 Chocs et vent solaire 102
II.1.3 Historique des électrons joviens 104
II.1.4 Les enjeux d'Ulysse 107

II.2 L'ODYSSEE DES ELECTRONS DE JUPITER
II.2.1 "Jets" et événements joviens 109
II.2.2 Les jets, une horloge interplanétaire? 110
II.2.3 Les obstacles à la propagation 112
II.2.4 Les électrons traceurs du champ interplanétaire 115

II.3 UN MODELE DE PROPAGATION
II.3.1 Propagation des particules 117
II.3.2 Résoudre l'équation de Fokker-Planck 118
II.3.3 Les ingrédients du modèle 118
II.3.4 Ajustement des paramètres 120
II.3.5 Régime transitoire 121
II.3.6 Résultats du modèle 123

Référence des publications associées à la partie II *127*

PARTIE III. LES ELECTRONS GALACTIQUES DANS L'HELIOSPHERE 129

III.1 LES COSMIQUES ET L'HORLOGE SOLAIRE
III.1.1 Les "rayons" cosmiques 129
III.1.2 L'héliosphère dans la galaxie 131
III.1.3 Entrée dans l'héliosphère et cycle solaire 135
III.1.4 La modulation vue par les protons de KET 137
III.1.5 Les électrons, des particules tests? 139

III.2 MODULATION: THEORIES DE POCHE
III.2.1 Toujours l'équation de Fokker-Planck 141
III.2.2 Les modèles les plus simples 141
III.2.3 L'originalité des électrons 143
III.2.4 Vers des modèles plus complexes 147
III.2.5 Les défis des électrons et les ambitions de KET 151

III.3 A LA RECHERCHE DES ELECTRONS GALACTIQUES
III.3.1 KET et les électrons de plus du GeV 153
III.3.2 De l'intérêt des tests en accélérateurs 155
III.3.3 Les nouvelles voies électrons 160
III.3.4 Comment voir un spectre? 162

III.4 VERS UN SPECTRE D'ELECTRONS COSMIQUES
III.4.1 Variations sur un spectre d'électrons 163
III.4.2 Les autres observations 165
III.4.3 Les protons comme horloge 167
III.4.4 Théories et coefficients de diffusion 171
III.4.5 Discussion 173

III.5 LE TEST DES ELECTRONS GALACTIQUES
III.5.1 Electrons versus hadrons 175
III.5.2 Observations antérieures 176
III.5.3 Les théories en désarroi 177
III.5.4 Vers une théorie de la modulation? 180

Référence des publications associées à la partie III *181*

CONCLUSION **185**

Appendices **191**

A. How to detect a particle? *193*
B. About the Ulysses myth *197*
C. KET calibrations and accelerator runs *199*
D. Spectra of the Ulysses precursors *205*
E. What a state KET's in! : analysis of KET in failure modes *211*
F. Method to derive the particle anisotropy *215*
G. E4 background *219*

ASSOCIATED ARTICLES **221**

I. The World of Jupiter 223

Balogh et al., 1995: Energetic Ion and Electron Observations at Jupiter's Dayside Magnetopause: Implications for Magnetopause Location and Boundary Coupling Processes, submitted to Planet. and Space Sci.

II.Jovian electrons in the heliosphere

Ferrando et al., 1991: Observation of Jovian electrons by the Ulysses electron telescope, Proc. of the 22nd Internat. Cosmic Ray Conf. (Dublin), 3, 366. 249
Rastoin et al., 1993: The ten-hour Modulation of the Jovian Electron Spectrum in Interplanetary Space: Ulysses Observations, Proc. of the 23rd Internat. Cosmic Ray Conf. (Calgary), 3, 346. 253
Ferrando et al., 1993a: Propagation of Jovian Electrons in and out of the Ecliptic, Adv. Space Res., 13(6), 107.
Ferrando et al., 1993b: Jovian Electron Jets in Interplanetary Space, Planet. and Space Sci., 41, 839. 261
Rastoin et al., 1995: What More do the Jovian Electrons have to Tell us? The MeV Electron Propagation in the 3-D Heliosphere as seen by Ulysses, submitted to J.G.R. 273

III. Galactic electrons in the heliosphere

Raviart et al., 1995: Variations of the high energy electron flux along the Ulysses trajectory Space Sci. Rev., 72, 409. 317
Rastoin et al., 1995: Modulation recovery high energy electrons: Ulysses observations, Adv. Space Res., 16(9), 255. 323
Rastoin et al., 1995: Time and space variations of the Galactic electron spectrum in the 3-D, Heliosphere Explored by Ulysses, submitted to Astron. & Astroph. 329

References 363

LA CONCLUSION DE TELEMAQUE **185**

Annexes **191**

A. Un peu de physique des détecteurs *193*
B. Autour du mythe Ulysse *197*
C. KET testé en accélérateurs *199*
D. Les spectres des précurseurs d'Ulysse *205*
E. KET dans tous ses états: analyses des modes spéciaux FM1 & FM2 *211*
F. Une méthode originale pour calculer l'anisotropie *215*
G. Bruits de fond de E4 *219*

PUBLICATIONS ASSOCIEES **221**

I. Au royaume de Jupiter 223

Balogh et al., 1995: soumis à Planet. and Space Sci.

II.Les électrons de Jupiter dans l'héliosphère

Ferrando et al., 1991: Proc. of the 22nd Internat. Cosmic Ray Conf. (Dublin), 3, 366. 249

Rastoin et al., 1993: Proc. of the 23rd Internat. Cosmic Ray Conf. (Calgary), 3, 346. 253

Ferrando et al., 1993a: Adv. Space Res., 13(6), 107.

Ferrando et al., 1993b: Planet. and Space Sci., 41, 839. 261

Rastoin et al., 1995: soumis à J.G.R. 273

III. Les électrons galactiques dans l'héliosphère

Raviart et al., 1995: Space Sci. Rev., 72, 409. 317

Rastoin et al., 1995: Adv. Space Res., 16(9), 255. 323

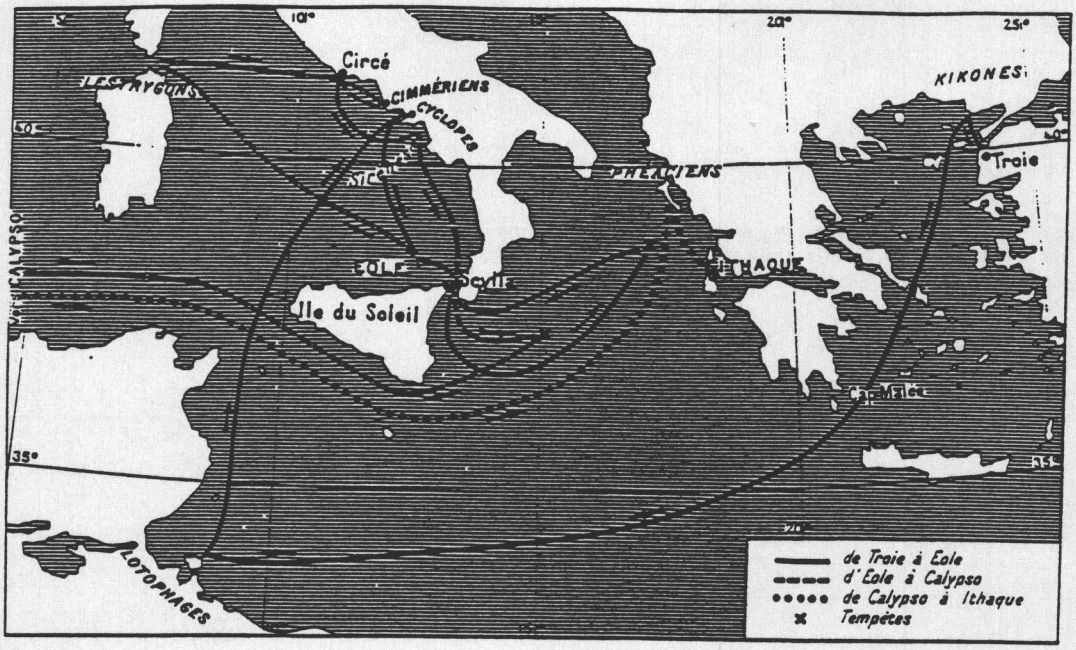
Rastoin et al., 1995: soumis à Astron. & Astroph. 329

Bibliographie 363

NB: entre la première et la présente édition, l'article Rastoin et al. (1995) soumis à A&A a été accepté.

INTRODUCTION GENERALE

ULYSSE ET LES ELECTRONS



Itinéraire d'Ulysse, d'après Victor Bérard.

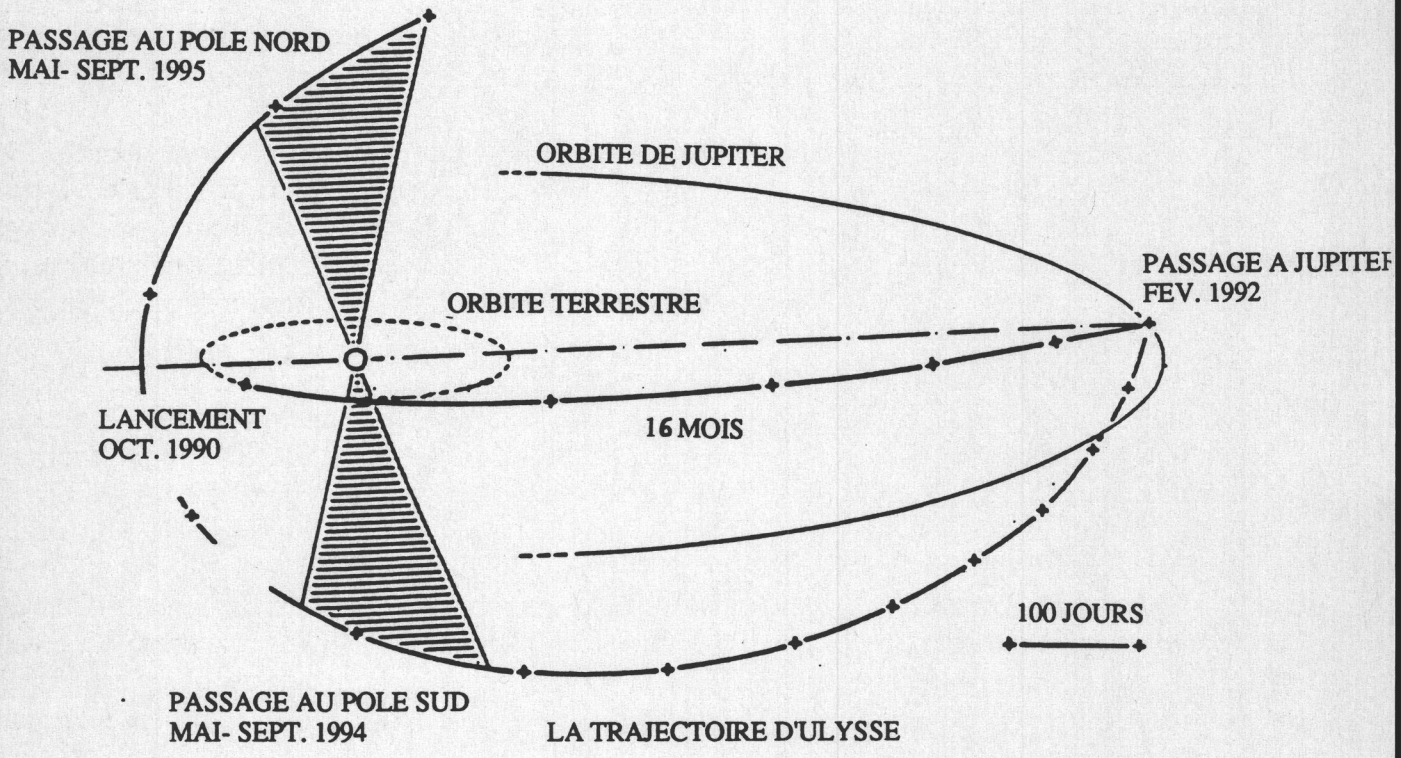


***Fig. 1.A**: Itinéraires de l'Ulysse d'autrefois et de celui d'aujourd'hui*
En haut, le parcours d'Ulysse est reconstitué d'après le récit d'Homère (Annexe B).
En bas, la trajectoire de la sonde spatiale est vue sous un angle de 15° au-dessus du plan de l'écliptique. Les zones hachurées sont celles où la latitude d'Ulysse est supérieure à 70°.

1. ULYSSE

Non vogliate negar l'esperienza
di retro al sol, del mondo sanza gente...
per seguir virtute e conoscenza. (Dante, Inferno, XXVI, 118-120)

Présentons brièvement Ulysse et ses missions scientifiques avant de nous attarder sur KET, le télescope à électrons.

1.1. La sonde spatiale

Historique

L'idée d'aller visiter les régions polaires de l'héliosphère naquit en 1958. Encore fallait-il disposer de l'énergie et du budget suffisants pour se projeter hors du plan de l'écliptique. Et cela prit du temps... Dès les premiers rapports sur Pioneer H, "Out of Ecliptic", en 1971, on trouve l'idée de Jupiter comme tremplin vers les hautes latitudes (Simpson, 1994). Mais, les Pioneers 10 et 11 n'ont pas encore fait la preuve de leurs performances et les crédits sont limités: le projet est remis à plus tard par M. Fletcher. 1973, 1974: les Pioniers lancés explorent l'écliptique avec brio tandis que Pionier H se morfond dans les cartons terrestres, après un second refus de l'administration américaine. Le message est clair: la sonde sera américano-européenne ou ne sera pas. En 1975, un appel à idée est lancé. Les négociations avec l'ESA, alors nommé ESRO, conduisent à un ambitieux projet, dès 1977: deux sondes "Out of Ecliptic", symétriques par rapport à l'écliptique, utilisant l'assistance gravitationnelle de Jupiter. Le second nom, choisi à l'initiative américaine en 1979, est alors ISPM comme "International Solar Polar Mission". De 1978 à 1981, l'étude et la réalisation des expériences sélectionnées se poursuit.

Heureusement, l'Europe a des racines, une mémoire, une histoire: par une lettre datée du 28 avril 1980, le Pr Bertotti, de l'Université de Pavie, propose de nommer la sonde spatiale Ulysse en l'honneur du héros de Troie et de Méditerranée chanté par Homère, comme en l'honneur du voyageur aventureux de l'Enfer de Dante (Annexe B). La proposition n'est pas acceptée de suite et c'est une sonde au nom banal, ISPM, qui est construite et testée de 1981 à 1983, et finalement déclarée apte au vol. Mais la sonde ne rencontrera pas moins d'obstacles que le héros d'Ithaque.

Les aléas du budget annuel de la NASA et sa sensibilité aux variations politiques coupent court aux ambitions, non sans tension (Page, 1994): il n'y aura pas de sonde américaine. Le concept suivant émerge alors: une sonde européenne, avec des expériences américaines et européennes, un lancement américain par la navette spatiale, et un suivi depuis le Jet Propulsion Laboratory en Californie. Le lancement, prévu initialement en 1983, a déjà été reporté en 1985 à la suite de problèmes liés au développement de la navette spatiale américaine.

Entre-temps, la sonde malmenée par le destin, a été portée sur les fonds baptismaux. C'est donc Ulysse qui va faire l'expérience d'un autre contre-temps bien fâcheux: alors que la sonde est fin prête au Centre Spatial Kennedy en Floride, la navette Challenger qui devait emporter Ulysse quatre mois plus tard explose le 28 Janvier 1986. Il faut entreposer à nouveau un Ulysse bien désappointé jusqu'en 1989 et attendre la reprise des vols navette marquée par le lancement de Galileo. De nouveau soumis à nombre de tests, Ulysse est déclaré toujours vaillant malgré les ans et lancé par la navette Discovery en Octobre 1990.

Aux aléas de son lancement se sont ajoutées d'autres péripéties. Le type de fusées choisies pour le projeter vers Jupiter a, par exemple, fréquemment été modifié: le dernier choix consiste en trois étages de fusées, deux IUS, et un PAM-S, qui sont mis à feu successivement après le largage hors de la soute de Discovery.

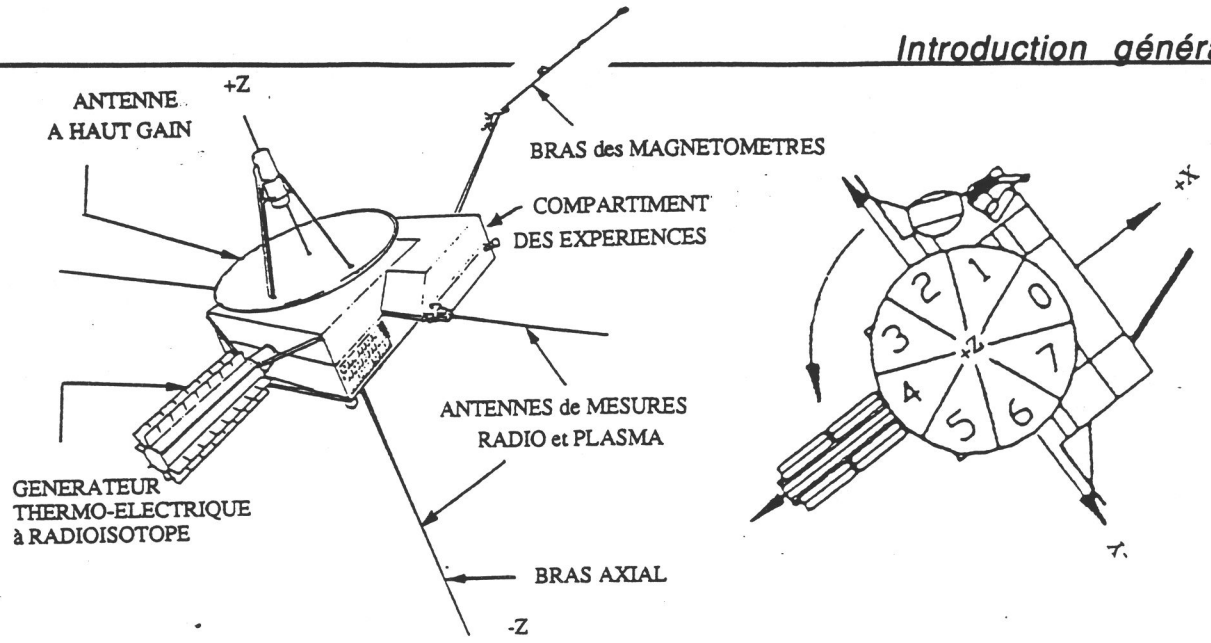


***Fig. 1.B**: Schéma de la sonde Ulysse et de ses principales composantes*
Définition des axes de la sonde et des huit secteurs d'observation de KET (§I.2.3).

EXPERIENCE	CODE	MESURE	INSTRUMENT
VENT SOLAIRE Plasma	BAM: SWOOPS	vitesse, densité et température du plasma solaire	deux analyseurs électrostatiques
VENT SOLAIRE composition	GLG: SWICS	composition chimique et charge et vitesse des ions de H^+ à Fe $^{+8}$.	spectromètre (avec temps de vol et détermination de l'énergie)
CHAMP MAGNETIQUE	HED: FGM/VHM	Champ magnétique en 3D (+/- 0.01- 44000 nT)	deux magnétomètres
PARTICULES Composition et Gaz neutre	KEP: EPAC: GAS	Composition des ions énergiques (0.08-15 MeV/n) Hélium neutre interstellaire	4 semi-conducteurs
Ions et Electrons de basses énergies	LAN: HI-SCALE	ions (50 keV- 5 MeV) électrons (30- 300 keV)	deux télescopes de 5 semi-conducteurs
Particules solaires, joviennes et cosmiques	SIM: COSPIN	Nucléons (0.3-600 MeV/n) protons, alpha (>0.3 MeV) électrons (>1 MeV)	5 télescopes (coincidence de détecteurs)
RAYONS X et γ éruptions solaires et sursauts gamma	HUS: GRB	Energie: 5- 150 keV	2 détecteurs silicium et 2 scintillateurs
RADIO Ondes radio et plasma	STO: URAP	Ondes plasma: détection à distance des événements solaires densité électronique	Antenne dipolaire (72 m) Antenne unipolaire axiale (7.5 m)
POUSSIERES Gaz interstellaire et poussières cosmiques	GRU: DUST	masse: 2.10^{-15}-$2.\ 10^{-9}$g	détecteurs d'impact en coincidence

***Table 1.C**: Les expériences embarquées à bord d'Ulysse*

Caractéristiques

Une des premières originalités d'Ulysse, à savoir sa trajectoire (Fig. 1.A), ne lui permet pas, vu les contraintes de poids et de durée de vie, de puiser son énergie dans le rayonnement solaire qui lui parviendra trop faiblement pendant une grande partie de son périple. C'est donc un générateur à radio-isotopes, RTG en abrégé (Radio-isotope Thermal Generator), fourni par les Américains, qui alimentera les différents systèmes par ses 280 watts. Dans ce générateur, l'énergie thermique libérée dans la source isotopique (de Plutonium 238) est convertie en énergie électrique avec un rendement de 10% au moyen de couples thermoélectriques. Ces générateurs ont l'avantage d'être peu encombrants, très stables et durables, mais coûteux, et ils sont un monopole américain (Delaplace et al., 1994).

La sonde est stabilisée par rotation et son antenne à gain élevé est maintenue pointée sur la Terre par des ajustements d'orientation opérés environ tous les deux jours pendant les cinq années de la mission. Antenne parabolique et RTG sont deux des caractéristiques les plus visibles d'Ulysse (Fig.1.B).

La sonde pointe, avec une grande précision, son antenne vers la terre 8 heures par jour en moyenne pour transmettre au centre de calcul de la NASA (JPL) les informations scientifiques qu'elle a collectées et pour recevoir les télécommandes de changement de programme ou de configuration des instruments. Outre les ajustements d'orientation déjà mentionnés, un système de "chien de garde" garantit le pointage automatique de l'antenne vers la Terre, de telle façon que le contact ne soit jamais perdu. Aux abords de Jupiter, il faut 40 minutes pour que les signaux franchissent la distance entre la sonde et la Terre. Ils sont envoyés grâce à un émetteur de 20 watts seulement, moins qu'une ampoule de faible puissance, et grâce à l'antenne parabolique.

La télémesure de la sonde collecte les données des différentes expériences et les écrit dans un format de télémesure, selon un protocole régissant les microprocesseurs des expériences. Ces formats successifs sont stockés à bord dans un enregistreur magnétique et sont transmis à la Terre chaque jour pendant huit heures. Pendant son temps de voyageur "conteur", Ulysse observe et envoie instantanément le fruit de son labeur. Il intercale dans les formats de télémesure les observations faites en temps réel et celles précédemment enregistrées sur bande, données "play-back" ou différées.

Pour dialoguer avec Ulysse, il est besoin du réseau d'antennes radio de la NASA écoutant l'espace lointain, le "Deep Space Network". Le réseau utilise les stations de Goldstone (Californie), Canberra (Australie) et Madrid (Espagne). Les communications avec la Terre, le dépouillement et la gestion des données sont sous la responsabilité de la NASA tandis que la gestion de la sonde (télécommandes etc...) est européenne.

Après réception des données, la NASA rétablit leur chronologie et les met, par réseaux informatiques, à disposition des laboratoires scientifiques concepteurs des différents instruments. Un traitement plus élaboré produit des données plus fiables mais disponibles dans un délai de trois semaines environ. Un régime particulier a été décrété pendant le passage à Jupiter, pendant 10 jours autour de l'approche au plus près de la planète; il permettait une transmission en temps réel de la totalité des données, instantanèment accessibles aux expérimentateurs, avec une résolution temporelle maximale, soit 2 minutes pour KET.

1.2 Les expériences embarquées

D'un poids total de 370 kg, la petite sonde emporte 55 kg d'expériences, énumérées dans la table 1.C, et destinées à approfondir notre connaissance de la couronne solaire, du champ magnétique, du vent solaire et des ondes gravitationnelles, des poussières et des atomes neutres.

Eminemment nécessaire à l'interprétation de toute donnée de KET, l'expérience mesurant le champ magnétique (Balogh et al.,1992) mérite une mention spéciale. Elle est constituée de deux magnétomètres différents.

Le premier, appelé "Flux Gate Magnetometer" ou FGM, est un tore magnétisé par une bobine qui l'entoure partiellement. Le circuit alternatif est suffisamment fort pour causer la saturation à chaque demi-cycle. La présence d'un champ extérieur fait varier le temps de saturation, ce qui se traduit par un changement de tension. L'amplitude de cette tension est proportionnelle à une composante du champ extérieur. Trois tores permettent donc de mesurer les trois coordonnées du champ magnétique ambiant.

Le deuxième appareil détecte la présence d'un champ magnétique par son effet sur le pompage optique de l'hélium, il a pour nom VHM pour "Vector Helium Magnetometer". Un faisceau de lumière polarisée traverse une cellule d'hélium, induisant un pompage optique. La lumière transmise porte donc la signature de l'absorption affectée par la présence d'un champ magnétique.

Les magnétomètres sont localisés sur l'antenne de 5 m, le VHM à l'extrémité et le FGM à 1,2 m du bout (Fig. 1.B), afin de moins subir les champs résultants des sous-systèmes de la sonde, de les mesurer avec précision afin de les soustraire au champ total. L'expérience fournit ainsi des données de champ avec un temps minimum de résolution de 2 vecteurs par seconde et une sensibilité de l'ordre de 10 pT (Balogh et al., 1992).

1.3 L'expérience COSPIN

L'expérience COSPIN, "COsmic and Solar Particle INvestigation", étudie les rayons cosmiques (Simpson et al., 1992a). Nous présentons ici un rapide aperçu de ses cinq instruments avant de nous attarder sur KET, le télescope à électrons dont l'équipe du Service d'Astrophysique a contribué à l'étude, à la réalisation ainsi qu'à l'analyse des données, et qui sera le sujet de ce travail.

KET: Kiel Electron Telescope (SIM 3)

Conçu par le groupe d'Astrophysique de l'université de Kiel en collaboration avec le service d'Astrophysique du CEA, KET mesure les flux d'électrons et permet d'obtenir des spectres dans un vaste domaine d'énergies à partir de 5 MeV. Il détecte aussi les protons et les particules d'hélium d'énergies supérieures à 5 MeV/n. Deux voies sont sectorisées et permettent de retrouver grossièrement la direction d'incidence des particules et de se faire une idée de l'anisotropie des particules de quelques MeV: l'une de protons, P4, l'autre d'électrons, E4. Nous reviendrons, bien sûr, abondamment sur les caractéristiques de notre outil.

Les données de KET sont essentiellement destinées à l'étude des éruptions solaires (Schulz, 1993; Wibberenz et al., 1992) et du rayonnement cosmique (Partie III de ce travail). Mais, du fait de la trajectoire d'Ulysse, KET fut à même de détecter des électrons joviens avant même d'atteindre Jupiter (Partie II) et de les étudier in situ, à savoir à l'intérieur de la magnétosphère jovienne (Partie I).

HET: High Electron Telescope (SIM 2)

HET est un télescope de rayonnement cosmique à grand facteur géométrique qui utilise trajectoire et perte d'énergie dans les détecteurs pour mesurer l'énergie et la nature (masse et charge) du rayonnement cosmique (Annexe A), ce qui permet d'étudier la composition chimique et isotopique de l'hydrogène au nickel (Z=1...28). Il donne la composition chimique des noyaux incidents dans la bande d'énergies 12-600 MeV/nucléon. Entre 12 et 130 MeV/n, il détermine la composition isotopique. Le télescope fournit aussi des mesures d'électrons de quelques MeV pour l'étude de la propagation des électrons solaires et joviens dans l'héliosphère, ce qui motivera l'apparition de certaines de ces données dans ce rapport.

Certaines voies sont sectorisées afin d'effectuer des études d'anisotropie. Dans l'intérêt des comparaisons avec l'expérience KET, il est à noter que la pollution due au RTG, le générateur de puissance embarqué, est négligeable hormis pour les canaux suivants: H1, comptant les protons de 5.4 à 14 MeV, et H6, des électrons de 1 à 3 MeV. Dans ces deux canaux, la contribution du RTG

domine au contraire par temps calme. Des coincidences fortuites induites par le RTG ainsi que des effets de temps morts dans l'anticoincidence contaminent largement les deux autres voies électrons, en dehors du passage à travers la magnétosphère jovienne. KET est donc le seul instrument à fournir des données sur les électrons de haute énergie (E>100 MeV).

LET: Low Electron Telescope (SIM 1)

LET a la même mission que HET, mais pour les "basses énergies": 0.9-8 MeV/n. Toutes les voies sont sectorisées, ce qui permet la reconstruction 3-D de l'anisotropie des particules incidentes. Les canaux de coïncidence montrent une bonne immunité au bruit de fond produit par le générateur RTG, à l'exception du canal électrons de basses énergies 0.3-1.5 MeV qui reste dominé par la contribution du RTG, si ce n'est dans les périodes d'éruptions solaires importantes et, peut-être, dans la magnétosphère jovienne.

AT: Anisotropy Telescopes (SIM 1)

Deux télescopes, faisant respectivement des angles de 145° et de 60° avec l'axe de la sonde, ayant une couverture de 70° détectent des protons et des alphas en vue d'une étude très approfondie des anisotropies tridimensionnelles. Il y a contamination due au RTG essentiellement pour le premier canal (particules de Z>=1 et d'énergies de 0.7 à 0.9 MeV). Pour l'étude de la magnétosphère jovienne, les données protons de quelques MeV sont très complémentaires des nôtres et nous en ferons une interprétation conjointe.

HFT: High Flux Telescope (SIM 2)

Il mesure les flux de protons, particules d'hélium et autres noyaux plus lourds de basses énergies lorsque les grandes intensités saturent les autres télescopes. Il assure ainsi une certaine continuité des données, surtout dans la magnétosphère de Jupiter.

Accord des expériences

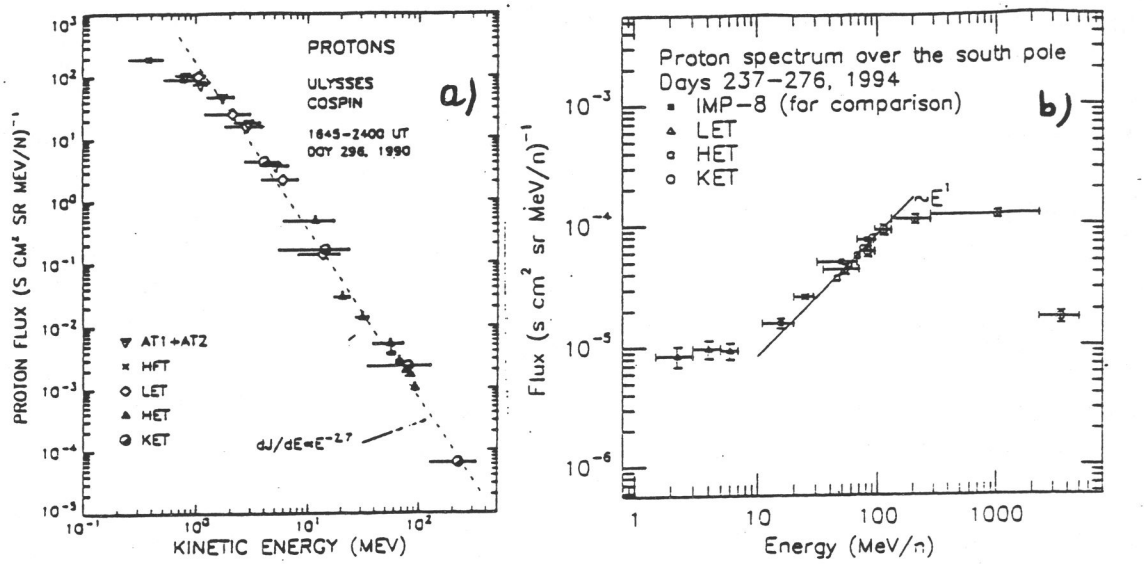


***Fig. 1.D**: Spectres de protons d'après COSPIN*
Deux spectres de protons sont reconstitués à l'aide de tous les instruments de COSPIN:
a) à gauche, le spectre de la première éruption solaire enregistrée après mise sous tension le 23 octobre 1990 (Simpson et al., 1992a);
b) à droite, le spectre de protons cosmiques mesuré en dessous du pôle sud du Soleil, en été 1994 (Simpson et al., 1995).

Dès la mise sous tension, les instruments ont pu exercer leur talent sur une éruption solaire qui permit de vérifier l'intercalibration. L'obtention de son spectre d'énergie protons fut l'occasion de tester le bon accord des expériences (Fig 1.D.a). Cet accord fut confirmé près de quatre ans plus tard, lors du passage aux hautes latitudes héliographiques, lorsque les expériences de COSPIN produisirent un spectre des protons cosmiques de temps calme (Fig 1.D.b).

1.4 Présentation du télescope à électrons KET

En raison des contraintes draconiennes de masse et d'encombrement inhérentes à toute expérience d'exploration spatiale lointaine, KET se présente en deux petits blocs séparés: l'un comportant le télescope proprement dit (Fig. 1.E), et l'autre le boitier de son électronique. Ils sont montés non loin l'un de l'autre sur la plateforme d'Ulysse.

Le télescope est constitué de deux parties: un télescope d'entrée et un calorimètre, entourés d'une anticoincidence. L'instrument met à profit plusieurs techniques pour identifier les particules et déterminer leur énergie. Les principes de base, soulignés dans le texte qui suit, permettant d'identifier les particules sont présentés en Annexe A.

Le télescope d'entrée est composé d'un détecteur Cerenkov en aérogel de silice C1 et de deux semi-conducteurs D1 et D2 entre lesquels C1 est inséré. Protégé par un scintillateur d'anticoincidence A, il définit la géométrie, et classe les particules selon la charge, la densité d'ionisation et la vitesse. D'habitude, pour de tels instruments, la détermination des vitesses est effectuée grâce à un détecteur Cerenkov à gaz. Mais le choix s'est porté sur un aérogel de silice, matériau qui a les avantages suivants: il peut avoir un indice de réfraction aussi bas que 1.02 et il est translucide (Cantin et al., 1974; Engelman et al., 1978). Cet instrument a aussi l'avantage sur un détecteur à gaz d'avoir un dixième de la masse usuelle de ses semblables et un encombrement bien plus réduit. L'aérogel utilisé dans KET a un indice de réfraction de 1.066. Le caractère directif de la lumière n'est, de toute façon, pas utilisable et le bloc d'aérogel a été placé dans une boite à diffusion à parois recouvertes de millipore. Passant par le trou aménagé à cet effet dans l'anticoincidence A, la lumière émise en C1 est recueillie par le photomultiplicateur PM1. Pour éviter l'effet d'un impact direct d'une particule sur la photocathode de PM1 qui ne déclencherait pas l'anticoincidence et simulerait ainsi un signal dans l'aérogel, un disque de scintillateur a été placé en anticoincidence devant le PM1.

La seconde partie est composée d'un cristal de fluorure de plomb, le calorimètre C2, de 2,2 cm d'épaisseur, dans lequel la gerbe d'électrons se développe, et d'un scintillateur S2 détectant les particules sortant de C2. Le fluorure de plomb a été choisi en raison de sa courte longueur de radiation (0.86 cm). De plus, il s'avère ne pas scintiller et résiste aux radiations venant du RTG ou de Jupiter. Le matériau a une haute densité (7.7 g/cm^3) et un indice de réfraction n=1.885La lumière Cerenkov émise dans C2, passant par une boite de diffusion, est détectée par le photomultiplicateur PM2 grâce à un trou dans S2. Pour éviter que des particules passant par ce trou dans S2 restent indétectées, la géométrie de S2 a été modifiée par un prolongement le long de PM2; cette excroissance de S2 est traditionellement appelée la "casquette".

1.5 KET en action

KET mesure les comptages de tous les détecteurs et des voies définies par des configurations, coincidences et anticoincidences des signaux. KET fournit aussi une fiche d'identité plus détaillée pour un nombre restreint de particules: à savoir, les amplitudes des signaux dans les détecteurs pour quelques particules incidentes, suivant un ordre de priorité préétabli.

L'analyse des amplitudes des signaux codés en 256 canaux (ou PHA pour "Pulse Height Analysis") permet de connaître, avec une bonne résolution, l'énergie d'un échantillon de particules. Les différentes voies sont présentées dans la Table 1.F.

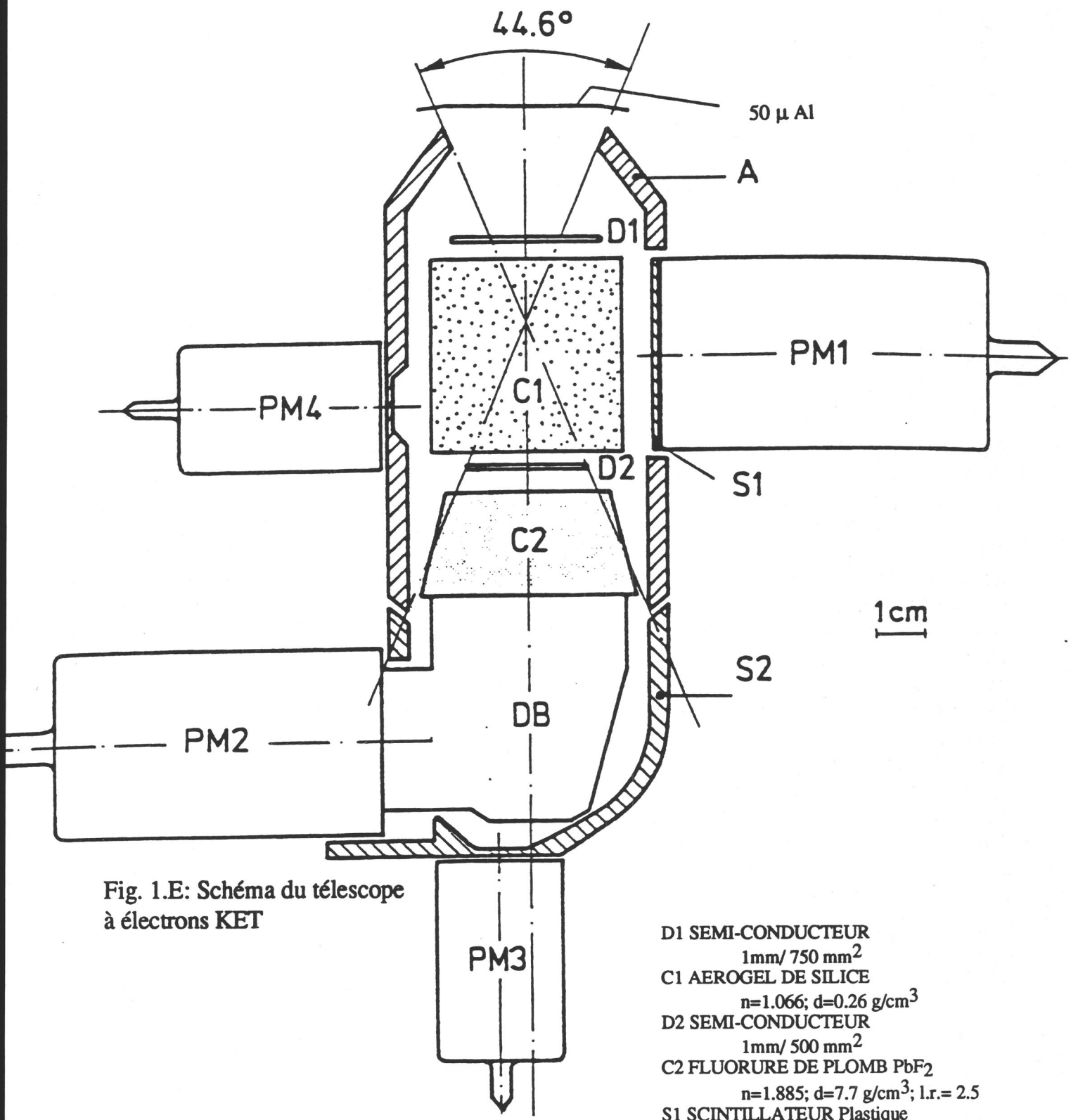


Fig. 1.E: Schéma du télescope à électrons KET

D1 SEMI-CONDUCTEUR
1mm/ 750 mm^2
C1 AEROGEL DE SILICE
n=1.066; d=0.26 g/cm^3
D2 SEMI-CONDUCTEUR
1mm/ 500 mm^2
C2 FLUORURE DE PLOMB PbF_2
n=1.885; d=7.7 g/cm^3; l.r.= 2.5
S1 SCINTILLATEUR Plastique
Ø=40 mm; 1 mm
A, S2 SCINTILLATEURS Plastique
DB BOITE DE DIFFUSION pour C2
PM: PHOTOMULTIPLICATEUR

Fig. 1.E: Schéma du télescope à électrons KET

Pour chacune sont indiqués la nature des particules comptées dans cette voie, leur priorité PHA associée, leur domaine d'énergie et les jeux de coincidences qui les définissent. Pour chaque détecteur, D1 par exemple, des seuils en amplitude définissent les différentes configurations, $D1_0$, $D1_1$, $D1_2$ et $D1_3$. La mention de $D1_2$ indique que le signal dans D1 doit dépasser ce seuil, à l'inverse de celle de $\overline{D1_2}$.

Nom	Particule	PHA priorité	Coincidences requises	Energie MeV/n
P1	Proton	-	D11 $\overline{D12}$ $\overline{C10}$ $\overline{D20}$ $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$	2.7-5.4
P4*	" "	-	D12 $\overline{D13}$ $\overline{C10}$ $\overline{D20}$ $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$	5.4-23.1
P32	" "	1	D11 $\overline{D12}$ $\overline{C10}$ D20 $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$	34.1-130
P116	" "	1	D10 $\overline{D12}$ $\overline{C10}$ D20 $\overline{C20}$ S20 $\overline{A0}$	145-285
P190	" "	0	D10 $\overline{D11}$ $\overline{C10}$ D20 $\overline{D21}$ C20 $\overline{C21}$ S20 $\overline{A0}$	285-2350
P4000	" "	0	D10 $\overline{D11}$ C10 $\overline{C11}$ D20 $\overline{D21}$ C20 $\overline{C21}$ S20 $\overline{A0}$	> 2350
A4	Hélium	-	D13 $\overline{C10}$ $\overline{D20}$ $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$	6.0-20.4
A32	" "	1	D12 $\overline{D13}$ $\overline{C10}$ D21 $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$	34.2-130
A116	" "	1	D12 $\overline{D13}$ $\overline{C10}$ D21 $\overline{C20}$ S20 $\overline{A0}$	130-260
A190	" "	0	D11 $\overline{D12}$ $\overline{C10}$ D21 C20 S20 $\overline{A0}$	260-1800
A4000	" . "	1	D11 $\overline{D12}$ C10 $\overline{C11}$ D21 C20 S20 $\overline{A0}$	> 1800
E4*	Electron	1	D10 $\overline{D11}$ C10 $\overline{C11}$ D20 $\overline{D21}$ $\overline{C20}$ $\overline{S20}$ $\overline{A0}$	2.5-7
E12	" "	3	D10 $\overline{D11}$ C10 $\overline{C11}$ D20 $\overline{D21}$ C20 $\overline{S20}$ $\overline{A0}$	7-170
E300	" "	2	D10 $\overline{D11}$ C10 $\overline{C11}$ D20 $\overline{D21}$ C21 S20 $\overline{A0}$ ($\overline{A1}$)	> 170

Détecteur	D1				D2		C1		C2		S2	A	
seuil	D10	D11	D12	D13	D20	D21	C10	C11	C20	C21	S20	A0	A1
canal	31	82	131	183	29	80	57	212	28	168	29		
Nph							1.5	46	1	33	45	22	450

***Table 1.F:** Les voies de comptage de KET. Les seuils des différents détecteurs sont indiqués par leur nom (ex: D10), leur numéro de canal (31) et le nombre de photoélectrons correspondants, s'il y a lieu. Les étoiles (*) repèrent les deux voies sectorisées (en 8 secteurs)*

Nous allons décrire le cheminement dans le télescope de particules incidentes, venant de l'avant, par énergie croissante. Commençons par étudier le parcours à travers KET des protons, les plus nombreux des hadrons, puis nous suivrons le trajet des électrons...

KET et les protons

Lorsque les protons ont une énergie suffisante (E≥4 MeV) pour atteindre le semi-conducteur D1, ils commencent à y perdre de l'énergie par ionisation. Aux faibles énergies, ils sont complètement arrêtés par D1 (ou C1) et sont comptés dans les voies P1 et P4. Pour des énergies supérieures à une dizaine de MeV, ils arrivent à sortir du millimètre de silicium. A partir de 34 MeV, leur énergie est suffisante pour atteindre le semi-conducteur D2 avec le même processus de perte par ionisation. Les protons ayant des énergies incidentes entre 34 et 130 MeV traversent D1 et D2 de part en part et sont

finalement totalement absorbés dans le calorimètre C2: ils sont comptés dans la voie P32. Les protons initialement de plus de 130 MeV parviennent jusqu'au scintillateur S2 et y produisent, encore par ionisation, une impulsion lumineuse. Les étapes suivantes sont successivement la production de lumière Cerenkov dans le PbF2 C2 (à partir de 230 MeV), puis dans l'aérogel de silice (à partir de 2200 MeV). On sélectionne une gamme d'énergies donnée des protons incidents par des combinaisons des différents détecteurs en coincidence et en anticoincidence (Table 1.F)

La réponse de KET aux particules alpha est très voisine de celle des protons à condition d'exprimer l'énergie en MeV/n. KET ne donne pas d'indication sur la direction d'incidence (avant ou arrière) des particules chargées dès que S2 n'est pas déclenché; le cas des particules venant de l'arrière a été pris en compte dans la détermination des domaines d'énergie (table 1.F) pour les protons comme pour les alphas.

KET et les électrons

Les processus physiques restent les mêmes mais l'énorme disparité du rapport énergie sur vitesse donne aux électrons un comportement très différent de celui des protons. Il ne leur faut que quelques keV pour atteindre D1, et seulement 3-4 MeV pour être détectés par D2. De plus, la vitesse d'un électron de 3 MeV lui permet même de produire de la lumière Cerenkov dans l'aérogel de silice C1. C'est la voie E4. S'ils ont une énergie initiale quelque peu supérieure (disons à partir de 10 MeV), une gerbe électromagnétique se développe dans le PbF2, par effets de rayonnement de freinage et de matérialisation de gammas. Tous les électrons secondaires de la gerbe produisent à leur tour de la lumière Cerenkov le long de leur trajet, ce qui autorise une mesure de l'énergie de l'électron incident, compté dans la voie E12. Dès 20-30 MeV, des électrons produisent des gerbes qui ne sont pas contenues entièrement dans le calorimètre. A 100 MeV, la moitié des électrons incidents seront comptés dans la voie E300 (ou P4000). Un ou plusieurs électrons secondaires atteignent le scintillateur S2 pour y donner un signal croissant avec le nombre de secondaires, donc avec l'énergie initiale de l'électron.

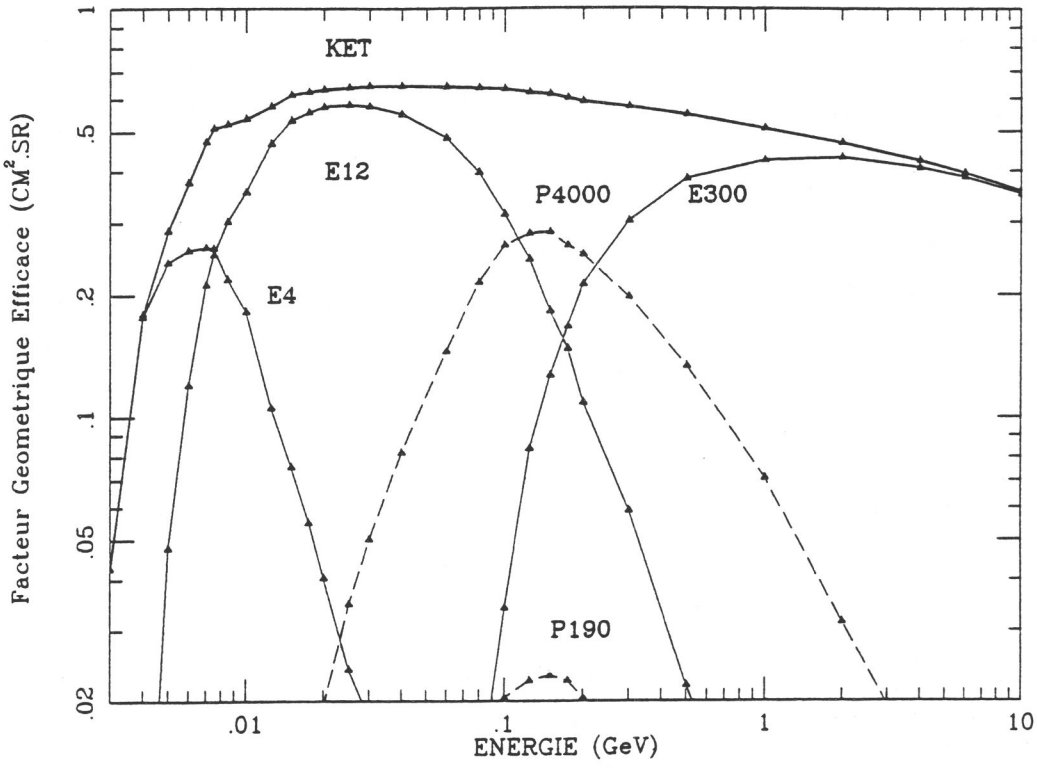


***Fig. 1.G:** Facteurs géométriques efficaces des voies de KET en fonction de l'énergie des électrons incidents*

Les voies électrons focaliseront la majeure partie de ce travail. Nous les étudierons chacune plus en détail au fur et à mesure que l'utilité s'en fera sentir. La figure 1.G présente leurs facteurs géométriques efficaces respectifs en fonction de l'énergie. Outre les trois voies entièrement dédiées aux électrons, notons qu'en raison des jeux de coincidences, la voie P4000 a aussi une certaine efficacité dans la détection des électrons.

KET a été très soigneusement testé dans des accélérateurs européens. Je n'insiste pas davantage ici sur ce long travail qui eut lieu de 1980 à 1986 et auquel je n'ai pas participé, étant encore sur les bancs de l'école. J'y reviendrai néanmoins (§III.3; Annexe C) car l'analyse de ces tests s'est révélée indispensable et fructueuse.

A chaque partie, je reviendrai sur la compréhension du fonctionnement de l'instrument spécifiquement lié au phénomène physique observé. C'est ainsi que mon apprentissage s'est déroulé, et j'espère que cela en rendra la présentation moins rebutante, le but en étant clairement ciblé.

Voilà un des protagonistes dûment présenté. Passons au second: l'électron relativiste dans un champ magnétique...

2. LES ELECTRONS, PARTICULES TESTS ET TRACEURS DU CHAMP

Following his track over the dark abyss
Reaching the utmost orb of this frail world (Milton, Paradise Lost)

Maintenant que nous avons brièvement décrit la sonde spatiale Ulysse et ses instruments, cherchons à présenter la physique de ces particules que KET détecte, identifie et caractérise: les électrons relativistes de l'héliosphère. Nous fixerons aussi le décor dans lequel vont évoluer les protagonistes de l'odyssée.

2.1 Petite vue de l'héliosphère

le Soleil

Plaçons-nous dans le contexte du laboratoire géant qui nous environne. Concentrons notre attention sur une étoile de la banlieue de notre galaxie. Voici une étoile moyenne et somme toute banale, mais elle nous importe car notre Terre tourne autour d'elle, bénéficie de sa lumière, de sa chaleur et subit son influence. La Table 2.A présente quelques caractéristiques clés de cette étoile.

D'un point de vue astrophysique, notre Soleil, essentiellement constitué d'hydrogène et d'hélium, est une naine jaune (classe spectrale 2 et indice de luminosité V). Notre Terre en est distante de 150 millions de kilomètres, distance étalon ou unité astronomique (UA). Vu depuis la Terre, le Soleil tourne sur lui-même en 27 jours environ. Cette période augmente avec la latitude héliographique (≈32 jours à 75°) si l'on considère la chromosphère. Mais la couronne solaire ne montre pas de rotation différentielle (Sime, 1986).

Dans le coeur, où règne une température d'environ 15 millions de degrés Kelvin, se produisent les processus nucléaires dont le Soleil tire son énergie et qu'il ne nous revient pas de détailler. Pour acheminer l'énergie libérée par les processus centraux vers l'extérieur, la convection prend vite le relais du transport radiatif. La fin de la zone convective représente la photosphère dont la frontière marque le rayon visible du Soleil à 700 000 km. Là, se forment les "granules" qui correspondent aux processus convectifs sous-jacents. Au-delà de la photosphère, s'étend l'atmosphère solaire, chromosphère et couronne. La simple observation de la luminosité solaire permet d'évaluer sa température effective à 5000 K, alors que sa couronne a une température d'environ 1 million de degrés. Elle est observée dans le visible lors des éclipses depuis plus de deux cent ans; sa taille et sa forme asymétrique varient avec l'activité solaire.

le vent solaire

Dès le début de ce siècle, la notion de vent solaire comme prolongement de la couronne solaire fut introduite. En raison de sa haute température, la couronne est constituée d'un gaz ténu, chaud et totalement ionisé de protons et d'électrons, avec une participation réduite des éléments plus lourds. Parker (1958) modélisa le vent solaire comme l'évaporation permanente de la couronne; les équations-bilans de quantités de mouvement et d'énergie conduisent à une vitesse supersonique du vent solaire dépendant de la température coronale, d'environ 450 km/s en moyenne dans l'écliptique. Reflétant les propriétés de la couronne, le vent solaire doit aussi montrer une rotation rigide, invariante avec la latitude héliographique (Sime, 1986). Ulysse a permis d'étudier le vent solaire dans un vaste domaine de latitudes (§II.1).

Ce vent solaire emporte avec lui un champ magnétique solaire "gelé", d'une amplitude de quelques nanoteslas. Quoique le champ magnétique soit hautement désorganisé à la surface du Soleil,

la nature dipolaire apparaît à quelques rayons solaires de là, et le champ dans les deux hémisphères montre alors des polarités opposées. Nous verrons qu'Ulysse est passé sans voir de signature réellement dipolaire du champ magnétique interplanétaire, à quelques unités astronomiques du Soleil (§ III.1.3). Mais la séparation en deux polarités reste valable. Tous les onze ans, il y a retournement de ce grand "dipôle". Quand la polarité est bien établie, on peut définir la couche neutre qui sépare les deux polarités dans l'héliosphère, élégamment décrite comme une "jupe de ballerine". Les paragraphes suivants permettent déjà d'entrevoir l'influence de ce champ magnétique solaire et de ses variations sur les particules de haute énergie que nous nous proposons d'étudier.

Grandeur observée		Estimation
Diamètre		$1.39\ 10^6$ km
Masse		$1.99\ 10^{30}$ kg
Champ magnétique	Taches solaires	3000 G
	Protubérances	10-100 G
	Pôle	1 G
Cycle solaire	Période	22 ans
(inversion des pôles magnétiques)	durée transition	≈2 ans
	Hydrogène	73.46 %
Composition chimique	Hélium	24.85 %
de la photosphère	Oxygène	0.77 %
(Pourcentage de masse)	Carbone	0.29 % etc...
Densité	Centre	$1.6\ 10^5$ kg/m^3
	Couronne	10^{-13} kg/m^3
Température	Centre	$15\ 10^6$ K
	Photosphère	$6\ 10^3$ K
	Couronne	$3\ 10^6$ K
Rayonnement	-de surface	$6.29\ 10^4$ kWm^{-2}
	-à la limite de l'atmophère terrestre	1.37 kW m^{-2}
Période de rotation (vue depuis la Terre)	Latitude 0°	26.8 Jours
Vent solaire	Vitesse	350-800 km/s
	Densité (à 1 UA)	5-10 part. cm^{-3}

***Table 2.A:** Fiche d'identité du Soleil*

Champ magnétique dans le système solaire

Chaque ligne de champ a une structure spirale imposée par la rotation du Soleil, comme le montre la figure 2.B pour une vitesse de vent solaire constante, et peut être visualisée comme l'eau jaillissant d'un tourniquet rotatif. Nous approfondirons plus loin la structure 3-D hautement dynamique du champ interplanétaire (§ II.1). L'héliosphère représente la portion de l'espace sous l'influence du champ magnétique solaire et dont la frontière encore incertaine, l'héliopause, marque le début du milieu interstellaire. Les plus récentes estimations en repoussent maintenant la distance à environ 100 UA. L'activité du Soleil, visible par les taches solaires, montre une périodicité de 11 ans tandis que la polarité du champ magnétique dans l'héliosphère suit un cycle de 22 ans (§ III.1).

De même que le champ magnétique solaire baignant dans le milieu interstellaire définit l'héliosphère, de même le champ magnétique d'une planète magnétisée (la Terre, Jupiter, Saturne..) définit son domaine de prédominance au sein du milieu interplanétaire: sa magnétosphère. Si la magnétosphère terrestre a été abondamment étudiée, celle de Jupiter garde encore ses mystères après les visites de cinq sondes spatiales, Ulysse inclus. Dans ces magnétosphères solaire et jovienne, KET

va nous permettre d'étudier, à travers ses observations des particules de haute énergie, la structure globale du champ magnétique.

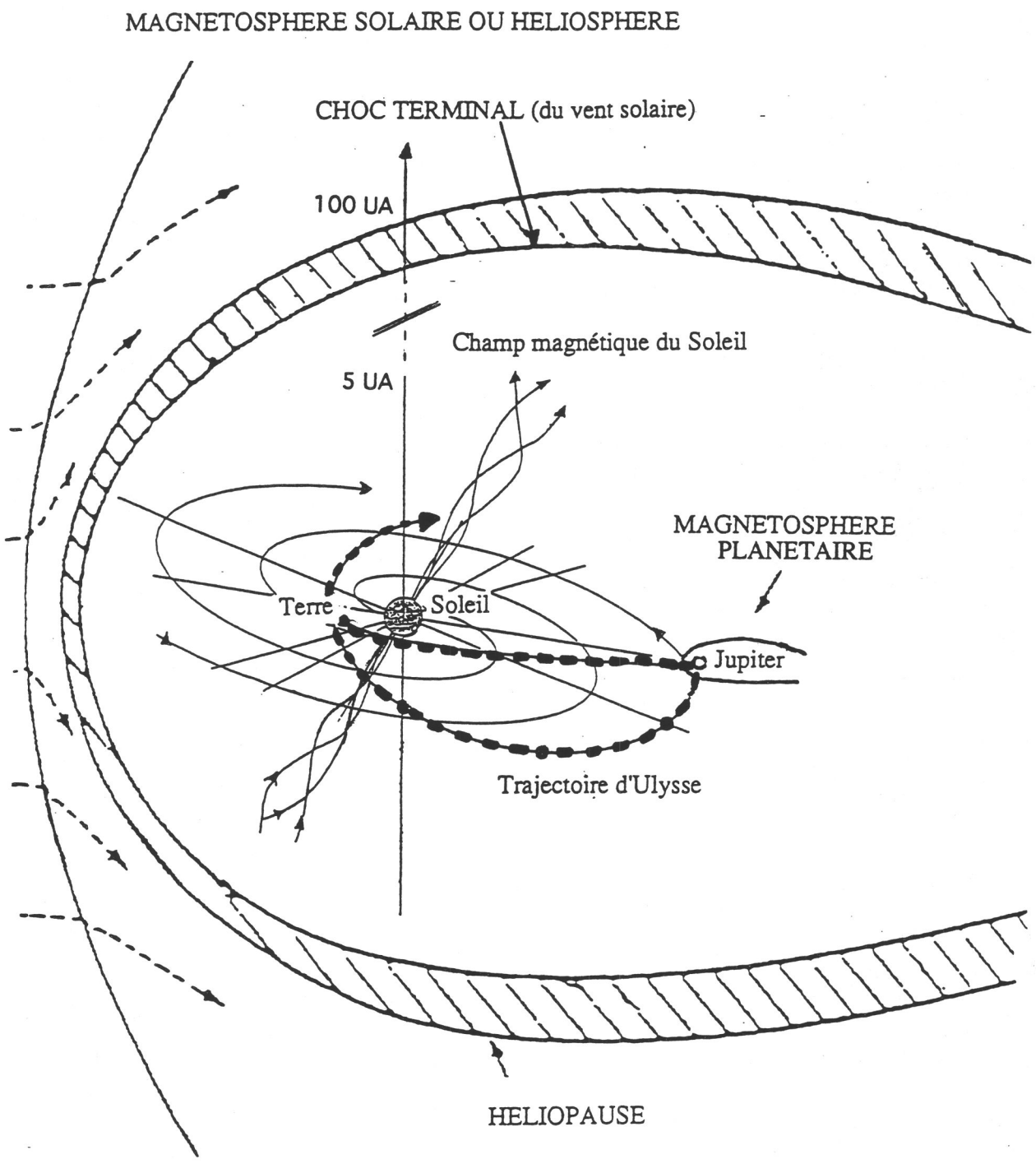


***Fig. 2.B:** L'héliosphère et Ulysse*
L'héliosphère est l'environnement sous contrôle du champ magnétique solaire. La trajectoire d'Ulysse permet d'explorer l'héliosphère très interne en trois dimensions...

2.2 Des particules énergétiques dans l'héliosphère

Quelles sont donc les sources de particules de haute énergie dans l'héliosphère (Fig. 2.C)?

-le rayonnement cosmique galactique (A). Il entoure l'héliosphère de manière supposée isotrope et constante. Il est constitué de particules chargées, dans un vaste domaine d'énergies allant jusqu'à 10^{20} eV. Il s'introduit dans l'héliosphère et y est à l'origine des particules d'énergie supérieure à quelques centaines de MeV. Il subit alors l'influence du champ magnétique et de l'activité du Soleil, de façon d'autant plus importante que l'énergie des particules est faible. Cet effet est appelé la "modulation solaire" des cosmiques, et c'est la raison d'être de KET que de l'étudier (Partie III). Se superposant à la composante cosmique primaire, la composante dite anormale (B) est la partie ionisée (une seule fois) des atomes neutres interstellaires incidents et réaccélérée dans l'héliosphère externe, selon la compréhension actuelle. Sa contribution est importante autour de 50-100 MeV.

- les électrons de Jupiter (C) sont libérés dans l'espace interplanétaire avec des énergies de 1-20 MeV et constituent les protagonistes centraux de la première phase des observations d'Ulysse ici présentées. Ils nous fournissent une mesure directe de la propagation des électrons dans l'héliosphère (Partie II).

-le Soleil est aussi source de particules: d'une part, par cette émission constante de plasma chaud qu'est le vent solaire et, d'autre part, par les éruptions solaires (D). Ces phénomènes transitoires et violents libèrent des énergies allant jusqu'à 10^{25} J en un laps de temps moyen de quelques minutes. L'émission est observable dans trois domaines:

-le rayonnement électromagnétique,

-des particules relativistes jusqu'aux énergies de quelques dizaines de MeV pour les électrons, et quelques GeV pour les protons et les alphas.

-les éjecta de matière solaire, ou CMEs ("Coronal Mass Ejections").

-Enfin, les particules accélérées dans les différents chocs interplanétaires (F) à des énergies de quelques keV à quelques dizaines de MeV.

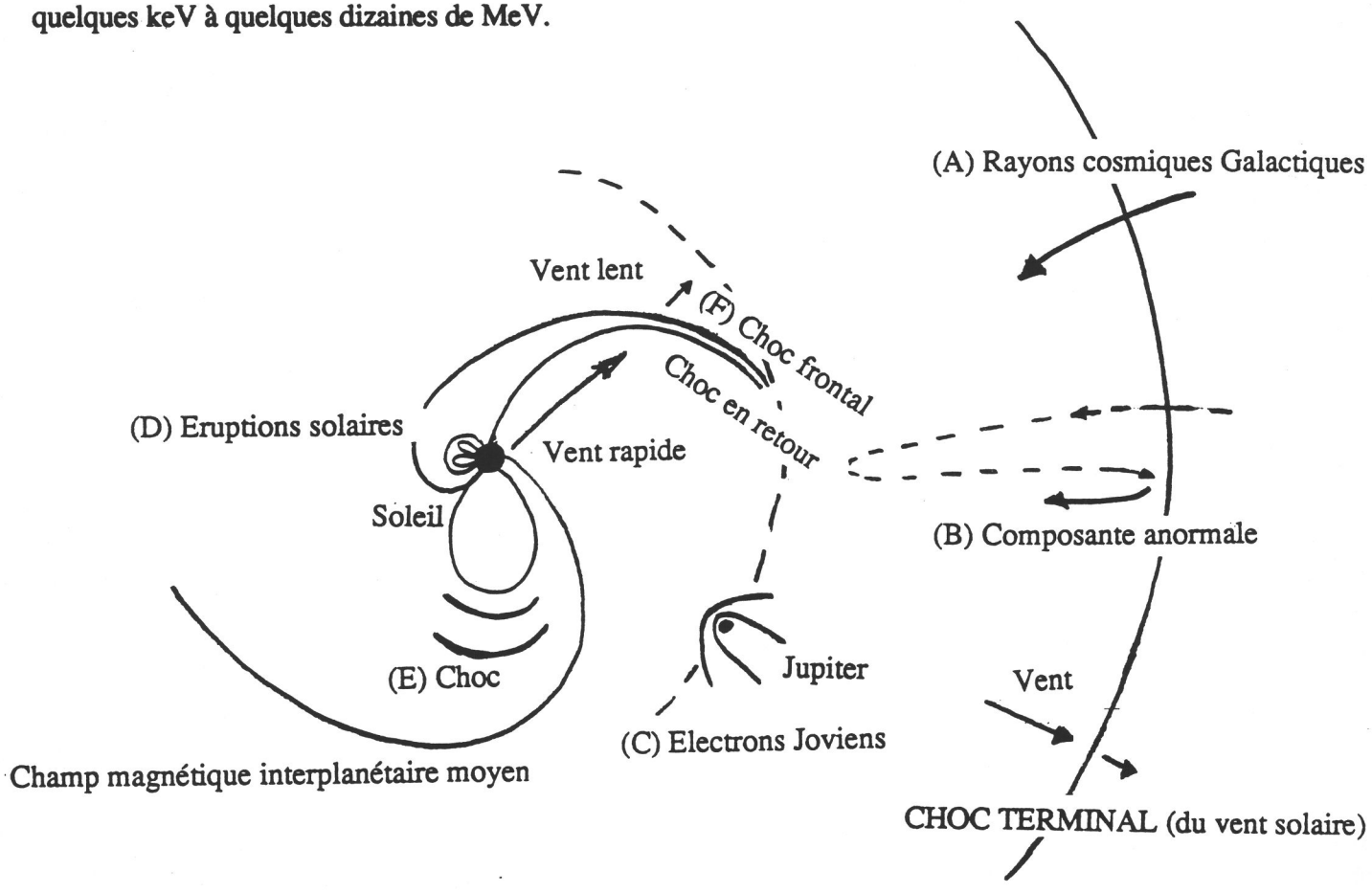


Fig. 2.C: Les particules énergétiques dans l'héliosphère

2.3 Physique de poche

Ulysse se promène dans un gigantesque laboratoire dont la compréhension -au moins partielle- est l'ambition de ce travail. Mais avant d'étudier la diversité de la réalité, événements solaires, chocs interplanétaires, bouffées de particules joviennes, bref l'environnement tumultueux de Jupiter et celui plus vaste encore du Soleil, il faut présenter le dénominateur commun de nos sujets d'étude: les électrons relativistes et le champ magnétique.

Dans un champ magnétique uniforme

Commençons par considérer simplement le mouvement d'une particule chargée dans un champ magnétique statique et uniforme.

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v} \wedge \mathbf{B}}{c}\right)$$

où $\mathbf{p} = \gamma m \mathbf{v}$ représente la quantité de mouvement de la particule, v la vitesse, q la charge, **E** et **B** les champs électrique et magnétique, et c la vitesse de la lumière.

En bref, une particule chargée dans un champ aussi simplet (E=0) va suivre une trajectoire hélicoïdale: la composition d'un mouvement rectiligne à la vitesse $v_{//}$, et d'un mouvement circulaire avec un rayon de giration r, effectué à la vitesse $v_{\perp}$.

Dans le langage des chercheurs de particules, la rigidité d'une particule $R=\frac{pc}{q}$ caractérise sa relation au champ, sa dimension étant la quantité de mouvement divisée par la charge. Le rayon de giration de la particule s'exprime alors par:

$$r(km) = \frac{pc}{qB} = \frac{10^4\ R\ (MV)}{3\ B(nT)}$$

Pour un électron d'énergie supérieure au MeV, rigidité (en MV) et énergie (en MeV) ont des valeurs voisines. C'est loin d'être le cas pour un proton (Table 2.D). Fixons quelques ordres de grandeur, pour un champ magnétique de 2 nT, valeur interplanétaire moyenne entre la Terre et Jupiter:

particules	électrons		protons	
énergie	1 MeV	1 GeV	1 MeV	1 GeV
rigidité	1.4 MV	1 GV	45 MV	1.7 GV
rayon de giration (km) B=2 nT	$2.3\ 10^3$	1.710^6	$7.5\ 10^4$	$2.8\ 10^6$

Table 2.E: *Correspondance entre rigidité et rayon de giration pour les électrons et les protons*

Dans un champ uniforme, la différence est donc déjà notable entre électrons et protons de même énergie. Mais cette différence s'accentue lorsque les particules se trouvent placées dans un champ avec des irrégularités: le rapport entre rayon de giration et longueur caractéristique de l'irrégularité commande la propagation des particules dans le champ.

Dans un champ plus réaliste

Car il est bien évident que le champ magnétique "réel" n'est ni statique ni uniforme. Il s'agit de comparer les échelles de temps et d'espace caractéristiques des différents mouvements et variations (Table 2.F).

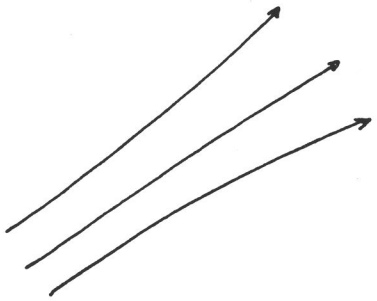
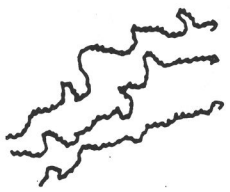
Type de champ CHAMP $\frac{1}{L} = \frac{1}{B} \cdot \frac{\partial B}{\partial x}$	 Régulier		 Turbulent
Echelles	Variations lentes (temporelle, spatiale) $r << L << \frac{\omega}{2\pi}$	Variations rapides $B = \langle B \rangle + b$ $r \geq L$	$b << B$ ou $b \approx B$
Description	Centre-guide Mouvement de dérive Invariants adiabatiques	Intégration de l'équation de mouvement	Equation de transport Déviation ("scattering") Résonance ondes-particules
Exemple	Ceintures de radiation planétaires	Orages magnétiques	Propagation héliosphérique

***Table 2.F:** Champ magnétique et description du mouvement des particules*
Suivant l'échelle d'irrégularités du champ magnétique, le mouvement des particules est décrit à l'aide de concepts différents.

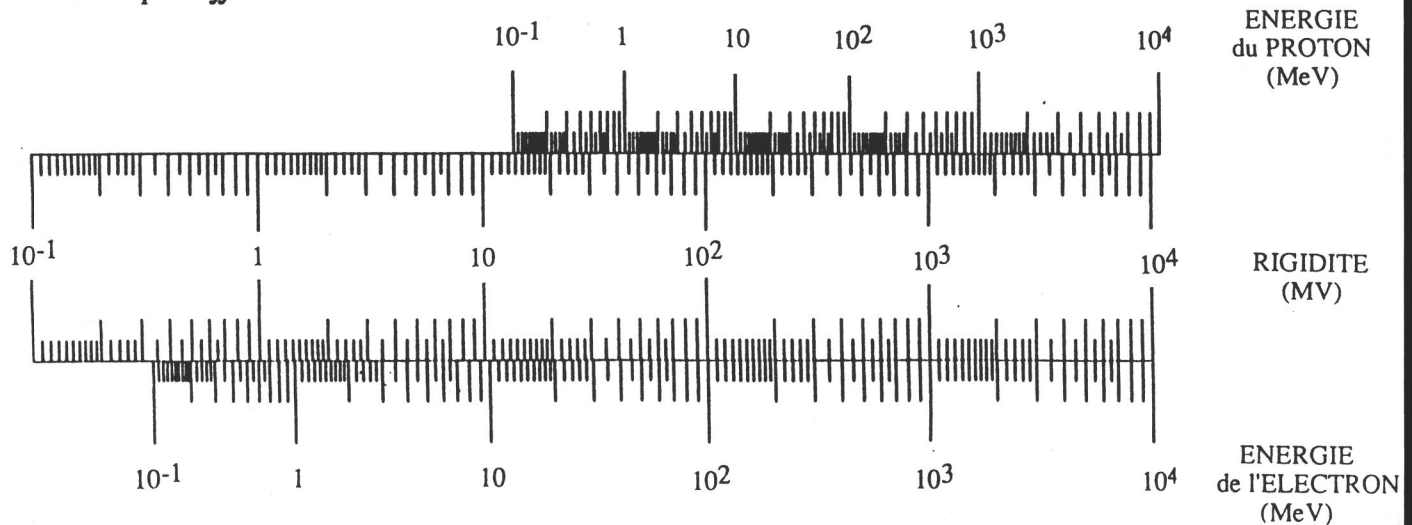


***Table 2.D:** Correspondance entre énergie et rigidité pour les électrons et les protons*

Pour un champ grosso modo "lisse", qui varie peu lors d'une période de giration et à l'échelle d'un rayon de giration, le mouvement peut être décrit individuellement. Nous y reviendrons lors de notre exploration de la magnétosphère et plus particulièrement des zones internes. La physique utilise alors des concepts comme le centre guide, l'angle d'attaque et les invariants adiabatiques. Ceux-ci restent d'emploi autorisé si le champ varie lentement en comparaison du mouvement des particules. C'est le cas le plus souvent pour des particules relativistes. Nous nous placerons dans ce cadre pour visiter la magnétosphère jovienne (Partie I).

Si le champ est irrégulier et turbulent, le mouvement des particules n'est plus seulement influencé par le champ moyen mais par les irrégularités rencontrées: celles-ci dispersent les particules qui ne conservent pas leur inclinaison initiale par rapport au champ. Ces processus aléatoires nécessitent une vision probabiliste sur un échantillon de particules. De l'équation de mouvement individuelle, il faut passer à une équation de transport régissant une population de particules. La propagation de celle-ci est alors décrite comme un processus diffusif. C'est le cas dans la magnétosphère parfois, et dans l'espace héliosphérique (Parties II et III), dès que les distances caractéristiques d'irrégularités sont petites devant la distance parcourue par les particules pour parvenir à l'observateur. Le spectre de turbulence correspond à ce qui est attendu d'une turbulence de Kolmogorov, avec une décroissance en $k^{-5/3}$ pour des nombres d'onde k supérieurs à 5.10^{-12} cm^{-1} en prenant Vs=400 km/s (Fisk, 1979; Jokipii, 1971). Cette dernière valeur correspond à une distance caractéristique d'environ 0.01 UA. Les particules vont subir des modifications de leur angle d'attaque dès que leur rayon de giration est inférieur à cette longueur caractéristique d'irrégularité, soit dès que leur énergie est inférieure à quelques GeV/n (Table 2.E).

2.4 les électrons relativistes traceurs du champ

Si le champ n'est pas totalement uniforme, des effets se font jour et les particules sont soumises à des forces supplémentaires. C'est, par exemple, le cas des particules dans le milieu interplanétaire, comme nous le verrons bientôt.

Deux effets sont à mentionner: les gradients d'intensité et les variations de courbure du champ. Ces deux effets ont pour conséquence une vitesse nette de "dérive" qui se superpose à la vitesse hélicoïdale. Alors que le centre de giration se déplace le long de la ligne de champ dans le cas d'un champ uniforme et statique si bien que l'on peut associer une fois pour toute une particule à une ligne, le centre de giration passe d'une ligne à l'autre en présence de variations du champ. De plus, la direction de la dérive dépend aussi du signe de la charge. C'est une raison supplémentaire pour attendre une propagation différente des électrons et des protons.

Dérive de gradient

Supposons un champ qui varie localement. Rappelons que le rayon de giration de la particule est inversement proportionnel à la valeur locale du champ B et que le sens du mouvement de la particule dépend de sa charge et de la direction du champ.

$$\mathbf{V}_{\text{dérive}} = \frac{r}{2} V_{\perp} \frac{\mathbf{B} \wedge \nabla \mathbf{B}}{B^2} \quad \text{d'où: } \mathbf{V}_{\text{total}} = \mathbf{V}_{//} + \mathbf{V}_{\perp} + \mathbf{V}_{\text{dérive}}$$

Prenons un cas où cette dérive est des plus efficaces. Supposons la configuration du champ suivante: au dessus d'un plan donné, le champ est un vecteur **B** parallèle au plan et, en dessous, il a même norme mais la direction opposée **-B**. Suivons un mouvement dont le centre-guide est sur ce plan. Le sens de rotation va changer à chaque traversée du plan et le mouvement résultant n'est plus centré sur une seule ligne de champ mais, au contraire, avec une dérive maximale perpendiculaire à ce plan. C'est ce qui peut se passer dans le milieu interplanétaire autour de la couche neutre qui est, justement, la surface de démarcation où le champ interplanétaire change de polarité.

Dérive de courbure

Si le champ n'est pas rectiligne mais courbe, cela donne lieu à une force supplémentaire exercée sur la particule et dont l'effet est un mouvement perpendiculaire au plan du champ, et bien sûr dépendant de la charge. La force exercée est, en effet, centrifuge:

$\mathbf{F}=\gamma \frac{m V_{//}^2}{R_c^2} \mathbf{R_c}$, avec R_c le rayon de courbure orienté du champ.

$$\mathbf{V}_{courb}=\frac{1}{q}\frac{\mathbf{F}\wedge\mathbf{B}}{B^2}=\frac{\gamma m}{q}\frac{V_{//}^2}{R_c^2}\frac{\mathbf{R_c}\wedge\mathbf{B}}{B^2}$$

Pour calculer les dérives de courbure et de gradient dans l'héliosphère comme dans la magnétosphère jovienne, la difficulté principale est de connaître la structure du champ magnétique.

Conclusion

Les électrons, ayant une masse 2000 fois plus faible que celle des protons, ont un rayon de giration bien plus petit que les protons de même énergie et suivent le champ "de plus près". Les électrons relativistes sont de bons traceurs du champ. De plus, électrons et protons ont des comportements bien différenciés. Les électrons "tire-bouchonnent" autour du champ comme notre main droite sait visser, les protons en sens inverse. Electrons et protons sont sensibles aux gradients de champ et à sa courbure, qui conduisent à des mouvements de dérive superposés au simple mouvement hélicoïdal. Ces dérives dépendent elles aussi de la charge des particules. D'où l'intérêt d'une expérience qui, comme KET, mesure simultanément électrons et protons dans la même gamme (étendue) de rigidité.

2.5 les électrons relativistes, particules tests

En raison de leur faible masse, les électrons relativistes n'ont pratiquement pas d'influence sur le champ et constituent des particules tests. Essayons d'expliciter quelque peu cette affirmation.

Dans le cadre de la magnétohydrodynamique (MHD pour les intimes), il s'agit d'étudier les interactions d'une population de particules et du champ. Les particules sont traitées comme un gaz et les grandeurs associées sont intégrales, c'est-à-dire macroscopiques. Pour un élément de volume fixe, il y a équilibre entre les forces exercées par le champ électromagnétique et celles exercées par le plasma environnant. Si le plasma a plusieurs températures $T_\perp$ et $T_{//}$, autrement dit s'il est anisotrope, la pression exercée n'est pas non plus isotrope mais dépend de la direction $P_{//}$ et $P_\perp$; la pression peut être décrite par une matrice diagonale et la force exercée par le plasma s'écrit - ∇ P. Pour un plasma non relativiste et très conducteur, les lois de Maxwell et d'Ohm, les équations d'état et de continuité et le bilan de quantité de mouvement précédemment décrit fournissent le cadre de la MHD. Le rapport β, $\frac{B^2}{8\pi}$ sur $\frac{\rho v^2}{2}$ estime l'importance de la densité d'énergie magnétique devant l'énergie cinétique.

Pour un milieu très conducteur, le flux magnétique traversant une surface donnée est un invariant temporel. D'où, le concept de champ "gelé" dans le plasma. Que ce soit le plasma solaire, ou jovien, celui-ci a partie liée avec le champ magnétique environnant (β«1). En revanche, les électrons relativistes ne participent pas à cet équilibre mais le subissent (β»1): ils suivent les lignes de champ. C'est pourquoi ils sont des particules tests par excellence.

2.6 Perspective de ce travail

Résumons-nous: alors que le champ interplanétaire est "gelé" dans le plasma solaire, les particules ultra-relativistes sont suffisamment peu nombreuses pour ne pas influencer le champ et pour permettre une description particulaire. Elles subissent les gradients et la courbure du champ interplanétaire et ces dérives sont de directions opposées pour des particules de signes de charge opposés. Comme le champ présente des turbulences, la propagation des particules sur une vaste échelle est diffusive.

Voici donc posé le décor: des électrons énergétiques qui voyagent dans l'héliosphère, un télescope qui les détecte et se déplace lui aussi dans ce gigantesque laboratoire. Trois atouts pour l'expérience: la variété de la charge (Z=+/-1), l'étendue de la gamme d'énergie des particules qu'elle détecte, et l'originalité de la trajectoire de la sonde spatiale.

Que ce soit dans la magnétosphère solaire ou jovienne, les électrons relativistes sont des particules tests et traceurs du champ magnétique. Ils sont un outil efficace pour comprendre la structure de ces milieux que la trajectoire d'Ulysse permet d'explorer en trois dimensions...

La première partie de ce travail est centrée sur l'étude de Jupiter, la deuxième source d'électrons relativistes du système solaire (après le Soleil!). En Février 1992, Ulysse a traversé l'environnement magnétique de Jupiter, sa magnétosphère (Fig. 2.A). L'analyse des données de KET, a priori si peu destiné à l'étude de la planète géante, a été fructueuse, comme j'essaierai de le montrer. Les électrons relativistes ont permis de tracer le champ jusque dans les zones frontières de la magnétosphère, et de mettre en lumière la structure globale de cette dernière ainsi que des phénomènes de reconnexion magnétique.

La seconde partie de ce travail s'amorça dès le tout début de la mission: elle concerne l'étude des électrons venant de Jupiter atteignant Ulysse après avoir traversé tout le milieu interplanétaire qui les en séparait. Nous chercherons à mettre en relief comment les électrons sont d'utiles traceurs du champ magnétique interplanétaire, et en quoi ces observations s'inscrivent dans un débat plus large sur la propagation héliosphérique, concernant aussi les particules solaires et galactiques.

La troisième partie est consacrée aux particules galactiques, d'énergies supérieures à celles des électrons joviens, et sensibles aux variations du champ magnétique solaire. Restant fidèles aux électrons, les plus rebelles aux observations comme aux explications théoriques, nous nous pencherons sur la modulation solaire des électrons galactiques. Cette étude a réellement commencé après la rencontre avec Jupiter qui a projeté la petite sonde hors de l'écliptique, lui permettant ainsi d'atteindre ces régions inexplorées au-dessous du pôle sud du soleil. En ce qui concerne KET, c'était le début de la mission pour laquelle il avait été construit: renseigner simultanément sur les variations de flux et de spectres des protons, alphas et électrons, dans un vaste domaine d'énergie.

Je m'attacherai dans ces trois parties à dégager le contexte physique et les questions posées. J'analyserai ensuite à chaque fois l'instrumentation dans la perspective du but que nous nous sommes fixé. J'espère ainsi éviter d'asséner une analyse de l'instrument sans finalité apparente. Je présenterai ensuite les observations, leurs interprétations et/ou les modélisations. Enfin, je resituerai systématiquement les résultats de ce présent travail dans le contexte des travaux expérimentaux ou théoriques qui l'ont précédé. Ceci dégagera l'abondance de résultats ainsi que l'ampleur du travail encore à accomplir.

PREMIERE PARTIE

LE ROYAUME DE JUPITER

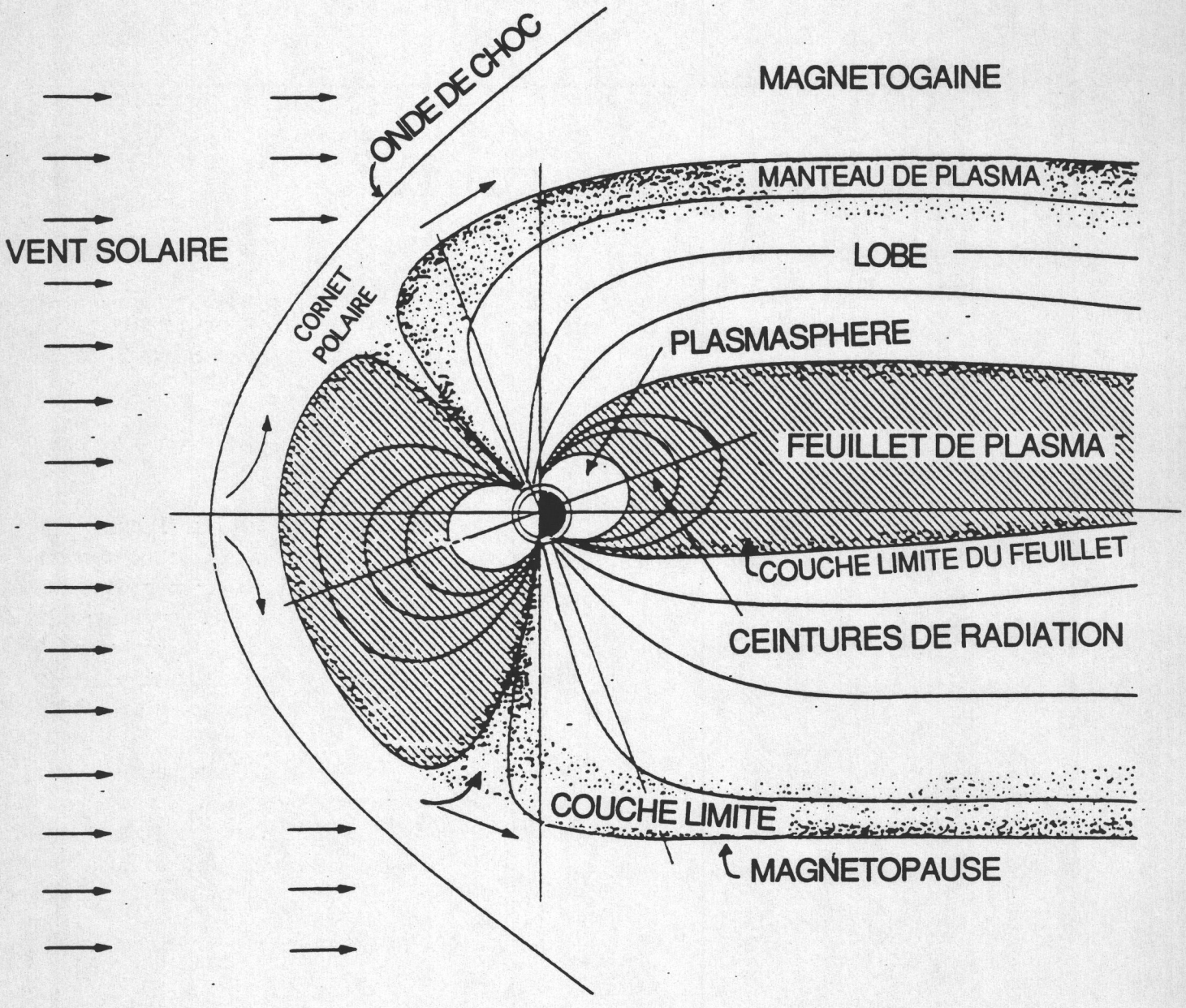


Fig. I.1.A: La magnétosphère terrestre

I.1. LA MAGNETOSPHERE DE JUPITER

> Même à 20 millions de milles, Jupiter était l'objet le plus apparent du ciel. Au télescope, le spectacle était prodigieux: Jupiter était un globe multicolore et ocellé qui remplissait tout l'espace. (Clarke)

Avant de décrire succinctement la magnétosphère jovienne et de relever ses originalités, brossons à grands traits le tableau d'une magnétosphère de type terrestre, à savoir celle d'une planète magnétisée entourée par une atmosphère. Nous verrons en chemin combien il est profitable de s'appuyer sur la connaissance déjà acquise de la magnétosphère terrestre, que ce soit pour relever les similitudes ou les différences. Ce principe d'analogie critique (Bagenal, 1992) va guider tout ce chapitre.

I.1.1 Qu'est-ce qu'une "magnétosphère"?

Le vent solaire rencontrant une planète peut être comparé à un fleuve dont le cours s'écoule autour d'un obstacle. Pour une planète magnétisée, la pression dynamique exercée par le vent solaire est contrebalancée par la pression magnétique planétaire. Celle-ci perturbe le mouvement du vent solaire et crée une cavité vide de plasma solaire où règne le champ magnétique planétaire: la magnétosphère.

Magnétosphère fermée

Le vent solaire est dévié et décéléré jusqu'à devenir subsonique au-delà de l'onde de choc (Fig. I.1.A). La magnétosphère est définie, en première approximation, comme l'espace où le mouvement des particules est déterminé par le champ magnétique de la planète en question. La magnétopause représente la frontière quasiment imperméable au vent solaire, délimitant une zone au sein de laquelle règne la planète, à savoir son champ magnétique. La magnétogaine désigne la région entre la magnétopause et l'onde de choc, où le vent solaire est comprimé, chauffé et défléchi et où les lignes de champ interplanétaire se drapent le long de la magnétopause; elle s'étend aussi sur les flancs de la magnétosphère.

Du côté nuit, diamétralement opposé à la direction du Soleil, la magnétosphère s'étend et forme une "queue" magnétique dans laquelle se forment de nombreux courants de particules.

Le modèle le plus simple suppose que le champ magnétique planétaire empêche totalement la pénétration du plasma solaire et que la magnétopause est imperméable au flux magnétique. Evaluons rapidement la taille de cette magnétosphère "fermée" et calculons la distance entre magnétopause et planète sur la demi-droite planète-soleil, à savoir "à midi".

Equilibre hydrostatique des forces à la magnétopause

Les conditions d'équilibre à la magnétopause se résument à l'égalité des pressions à la magnétopause: la pression cinétique du vent solaire contre la pression magnétique de la planète. En considérant que le vent solaire est un jet non magnétisé, monocinétique et non collisionnel de particules, nous obtenons:

$$2.\rho.V_i^2.\ \cos^2\theta = \frac{B_t^2}{2.\mu_0} \text{ et: } \cos\theta = \frac{Vi.\ n}{Vi}$$

où V_i est la vitesse des particules incidentes, ρ la densité du plasma solaire, θ son angle d'incidence et B_t le champ planétaire tangentiel à la magnétopause

Pour calculer la position subsolaire M (Fig. I.1.B), il faut maintenant définir les conditions aux limites au point subsolaire côté midi -Bn(M)=0-, et à la surface de la planète.

La traditionnelle méthode de résolution par les dipôles images (ou méthode de Chapman & Ferraro (1930)) donne une première approximation de la distance à la magnétopause. En imaginant un dipôle image en I, nous évaluons le champ magnétique au point M en fonction du champ à la surface et à l'équateur de la planète (B0) et de la distance à la planète (L en rayons planétaires):

$$B(M) = B(O) + B(I) = 2\,B_{planétaire} = 2\frac{B_0}{L^3} \quad \text{d'où: } L^6 = \frac{B_0^2}{\mu_0 \rho V_i^2}.$$

ce qui nous fournit la distance entre la planète et la magnétopause au point subsolaire M.

Planète	L observée	L calculée	B (nT)
Terre	5-10 Rt	9 Rt	0.31
Jupiter	+60-100 Rj	38 Rj	4.2

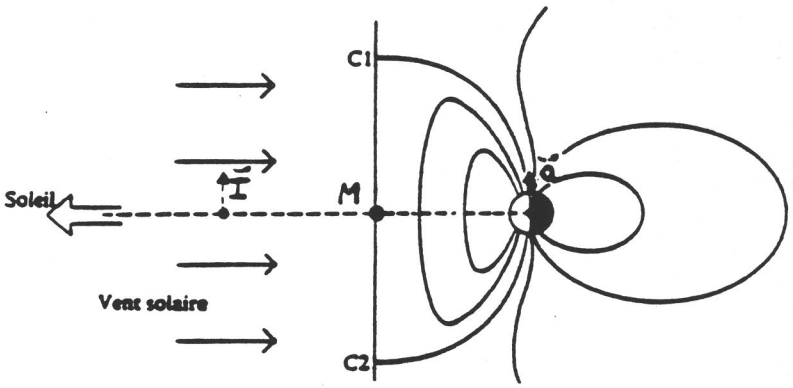


Fig. I.1.B: Diagramme de Chapman-Ferraro (Encrenaz et al., 1991)

La figure donne l'allure de la géométrie des lignes de force magnétiques produites par l'interaction vent solaire/magnétosphère dans le modèle simplifié de Chapman-Ferraro. Des modèles numériques sophistiqués gardent les mêmes conditions aux limites et résolvent complètement la forme de la magnétopause (Toffoletto et al., 1994). Le désaccord entre calcul et observation de L est plus important pour Jupiter car les sources internes de plasma, qui apportent leur contribution à la pression planétaire, n'ont pas été prises en compte. Il faut encore souligner que la variabilité de la vitesse du vent solaire modifie la géométrie de la magnétosphère, ce qui est particulièrement vrai dans le cas de Jupiter (Smith et al.,1978). La magnétosphère répond plus ou moins rapidement à des variations du vent solaire suivant les sources de pression, champ magnétique et plasma, qui équilibrent celle du vent. Dans le cas de Jupiter, ces sources sont toutes deux importantes.

I.1.2 Magnétosphère en interaction

Si l'on prend en compte le caractère magnétisé du vent solaire, il y a pénétration partielle du vent solaire dans la magnétosphère, selon le modèle de Dungey (1961), ce qui est confirmé par les observations in situ de la Terre. Une magnétosphère n'est donc jamais totalement fermée.

Interaction entre vent solaire et magnétosphère

Le vent solaire est, pour la Terre, une source importante d'énergie transférée à la magnétosphère et une source de plasma pour l'alimentation des ceintures de radiation et des aurores boréales (Encrenaz et al., 1991). Certaines lignes de champ magnétosphérique sont périodiquement et/ou impulsivement ouvertes sur la queue magnétique et le milieu interplanétaire. La magnétosphère répond ainsi aux variations du champ interplanétaire, et l'entrée des particules extérieures dans la

magnétosphère en est plus ou moins facilitée. La dynamo vent solaire-champ planétaire induit, dans tous les cas, un champ électrique entre les côtés aube et crépuscule de la magnétosphère qui se projette sur l'ionosphère: c'est le champ de convection. Deux phénomènes dominent ainsi suivant les régions: le mouvement de corotation imposé par la planète, surtout visible dans la magnétosphère intérieure et la convection induite par le vent solaire, prépondérante dans la magnétosphère externe.

Aux frontières extérieures, deux mécanismes, sans doute complémentaires, ont été proposés pour cette interaction entre vent solaire et magnétosphère, afin d'interpréter les données concernant la Terre: les interactions visqueuses (Sibeck et al., 1987) et les reconnexions magnétiques. Toutes les observations concernant le champ magnétique et les particules ne sont pas explicables seulement par des interactions "visqueuses" ou du transport de type diffusif. D'où, l'émergence observationnelle, après la prophétie de Dungey (1961), du concept de reconnexion avec transfert de flux magnétique et de particules à travers la magnétopause (Paschmann et al., 1979; Russell & Elphic, 1979). Le débat reste néanmoins ouvert (Song et al., 1994; Sibeck et al., 1992). Quant aux lignes de champ, il en existe donc de trois types topologiques, leurs proportions relatives et leurs localisations dépendant du champ interplanétaire, comme indiqué sur la Figure I.1.C:

- type planétaire (ligne n°1). Ce sont les lignes de champ fermées dont les deux extrémités sont liées à la planète.
- type interplanétaire (par exemple, ligne n°2). Ce sont les lignes de champ entièrement dans le vent solaire et la magnétogaine.
- type interconnecté (lignes n°3-4), relié par une seule extrémité à l'ionosphère planétaire. Ce type de lignes regroupe celles qui se sont ouvertes par la reconnexion.

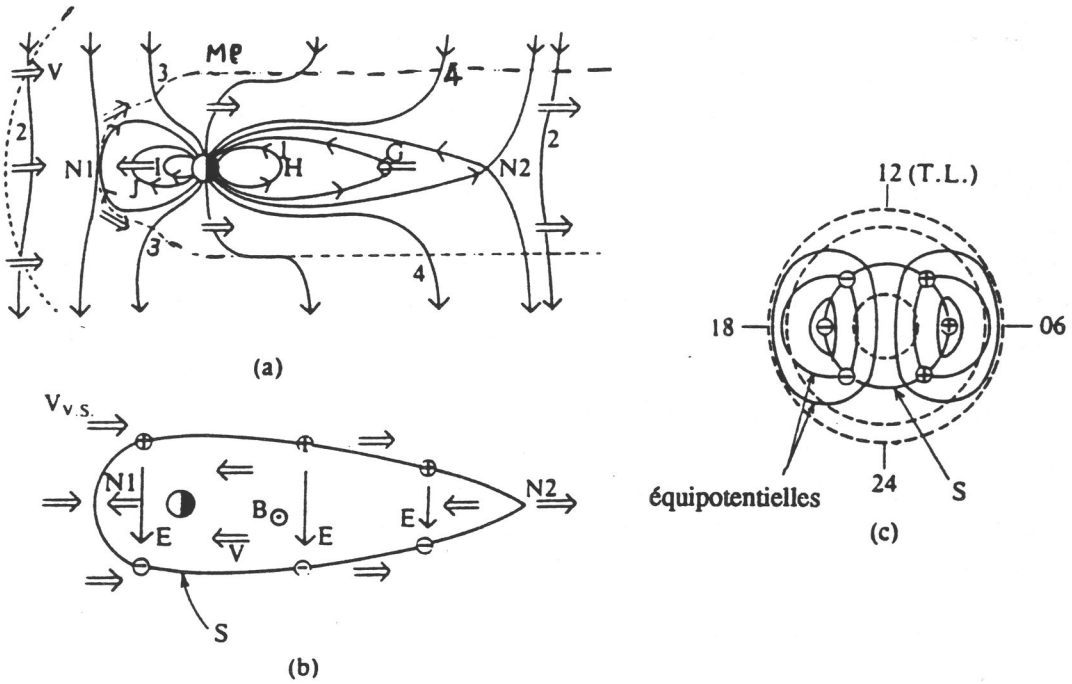


Fig. I.1.C: Magnétosphère ouverte selon le modèle de Dungey (librement adapté de Encrenaz et al., 1991): (a) Coupe selon le méridien magnétique midi-minuit. Certaines lignes de champ interplanétaire (2) sont interconnectées (en N1) avec celles de la planète (1). Elles se déplacent par convection vers la queue (3 ->4) et peuvent se fermer à nouveau en N2. Par conservation du flux magnétique, le plasma sur les lignes de champ fermées (1) se déplace vers le Soleil. (b) Dans le plan équatorial, la continuité de la ligne de reconnexion (N), reliant N1 et N2, devient visible. (c) Projection sur l'ionosphère (les cercles de latitude magnétique constante sont en pointillé): la projection de (N) est proche de l'ovale auroral (S).

La reconnexion est d'autant plus facile que les lignes de champ interplanétaire et planétaire sont plus antiparallèles. On peut, en effet, concevoir que la présence, de chaque côté de la magnétopause, de deux champs magnétiques diamétralement opposés induit un feuillet de courant intense, voire instable, circulant sur la magnétopause. Le développement d'une instabilité de cisaillement ("tearing") peut alors conduire à la reconnexion des champs planétaire et interplanétaire. Les lignes reconnectées d'un côté sont ensuite soumises aux contraintes exercées sur les lignes de force interplanétaires, vers l'aube à l'Est du point subsolaire et vers le crépuscule à l'Ouest, et de l'autre côté, celui de la magnétosphère interne, elles sont environnées des lignes de champ fermées en corotation.

Comme le système tend à relaxer vers un état de moindre contrainte, les lignes de champ interconnectées impriment jusque dans l'intérieur de la magnétosphère l'influence du champ interplanétaire. Un modèle simple, où le champ planétaire est dipolaire et le champ interplanétaire uniforme, permet de saisir les effets qualitatifs (Cowley, 1983). Les modèles numériques progressent dans deux directions: calculer la forme de la magnétopause en incluant les phénomènes de reconnexion (Toffoletto & Hill, 1993) et modéliser ces derniers en eux-mêmes (Otto et al., 1995).

Terminologie de la magnétosphère

Prenons le temps de définir des termes trop rarement précis dans la littérature et dont la définition a historiquement évolué au fur et à mesure de la compréhension de la magnétosphère terrestre (Lundin et al., 1991)

La couche limite terrestre a été étudiée depuis une vingtaine d'années par des satellites à orbite excentrique tels ISEE 1 & 2 et Prognoz (Meng et Anderson, 1975; Cowley, 1982). Située à l'intérieur de la magnétopause, cette couche limite est une région d'échange de particules et de quantité de mouvement entre magnétogaine et cavité magnétosphérique. Aux basses latitudes, sur les flancs, les lignes de champ interconnectées se déplacent latéralement sous l'effet de la convection. Aux hautes latitudes et dans la région midi, elles sont poussées vers la queue magnétique (ligne n°3->4 de la Fig. I.1.C), le manteau de plasma étant la région frontière alimentée par la magnétogaine (Fig I.1.A).

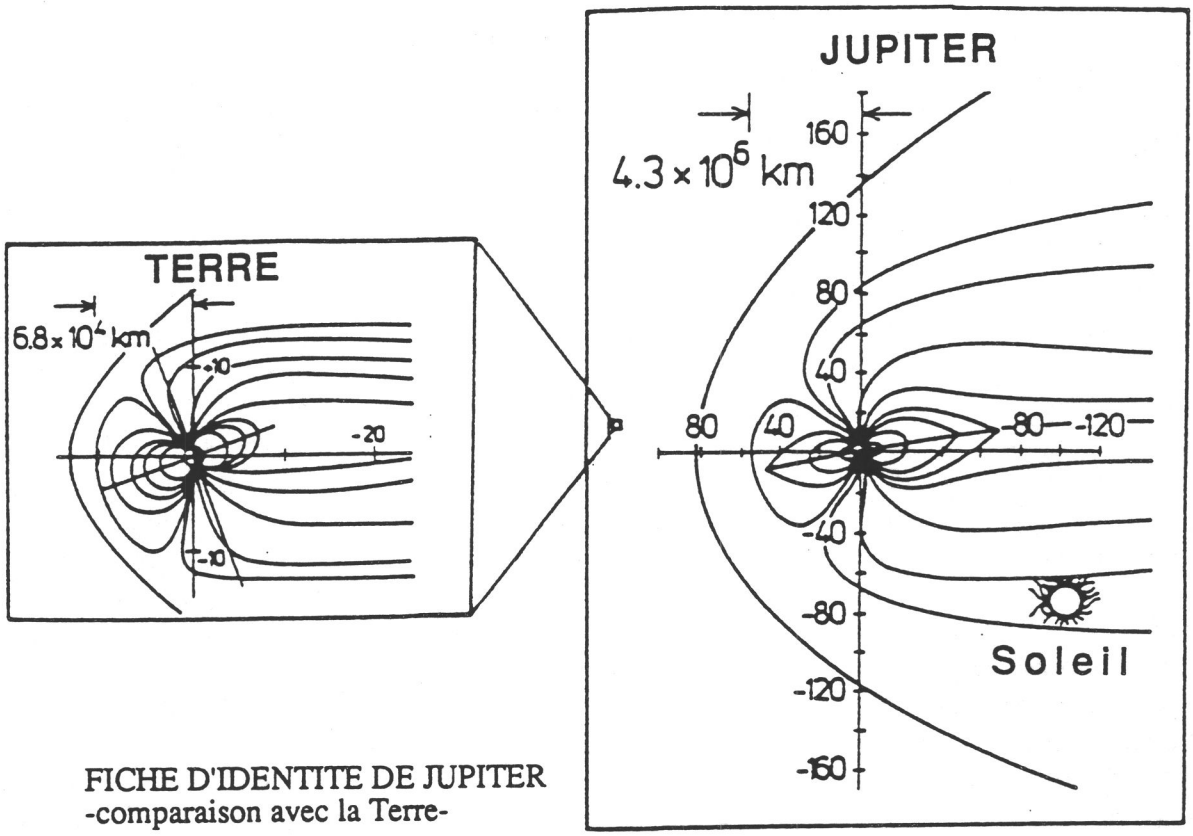
Les points neutres (C1 et C2 de la fig. I.1.B) sont les singularités mathématiques définies par l'annulation du champ magnétique sur la magnétopause. Leur correspondent physiquement les cornets polaires ("cusp"), régions où le plasma de la magnétogaine peut précipiter directement vers l'ionosphère (Fig I.1.A). L'ovale auroral principal (celui dessiné grâce aux aurores discrètes) est, lui, délimité par la courbe des pieds ionosphériques des dernières lignes de champ fermées (lignes liées aux points N1 et N2). La calotte polaire ("cap") fait référence à la surface ionosphérique décrite par les pieds des lignes de champ ouvertes tandis que la "fente", littéralement "cleft", est la projection ionosphérique de la couche limite de basse latitude. La localisation de ces objets dépend de l'orientation du champ interplanétaire qui module ainsi les échanges entre milieu interplanétaire et magnétosphère.

Un feuillet de plasma localisé approximativement à l'équateur magnétique est le réservoir le plus important de particules. En période calme, les spécialistes de la magnétosphère terrestre la décomposent en deux sous-ensembles: la couche centrale de plasma et sa couche limite, zone de transition entre les lobes de la queue et le feuillet. Celui-ci est une région très dynamique de transport de particules (Eastman et al., 1985).

I.1.3 La magnétosphère jovienne

Spécificité de Jupiter

Nous venons de voir un portrait, brossé succinctement, de la magnétosphère terrestre, il faudra le garder en mémoire pour aborder l'étude de la magnétosphère jovienne, tout en rectifiant ce qui doit l'être.



FICHE D'IDENTITE DE JUPITER
-comparaison avec la Terre-

Grandeur	Valeur(Jupiter)	Valeur(Jupiter) / Valeur(Terre)
Distance au Soleil	778 10^6 km	5.2
Rayon	71.4 10^3 km	11.2
Période de rotation	9h 55mn 29.71 s (syst. III)	0.41
Période synodique	13.1 mois	
Type	Gazeuse	métallique
Densité moyenne	1.3 gcm^{-3}	0.24
Vitesse d'échappement	61 km/s	5.4
Masse	2 10^{27} kg	318
Moment dipolaire	4.2 G Rj^3	1.9 10^4
Champ de surface (à l'équateur)	4.2 G	14
Asymétrie champ polaire Nord/ Sud	14 G/ 9 G	1 (+anomalies)
Polarité		opposée
Angle Rotation/ Dipole	9.8° +/- 0.3° vers λ=200° +/- 2° (syst III)	0.8
Distance Magnétopause / Rayon Planétaire	60-100	5-10
Sources de plasma	Satellites (Io) Ionosphère Vent solaire	Vent solaire Ionosphère

Fig I.1.D: Comparaison des magnétosphères de Jupiter et de la Terre

La Fig I.1.D résume les caractéristiques des deux magnétosphères. A l'évidence, Jupiter est la plus grande des planètes gazeuses. Le champ magnétique, alimenté par sa dynamo interne mais aussi par un magnétodisque, zone équatoriale de confinement du plasma, est le deuxième en intensité du système solaire, avec une intensité dipolaire de 4,2 Gauss/Rj^3. Jupiter possède la plus grande magnétosphère. Si celle-ci était visible depuis la Terre, elle apparaîtrait deux fois plus grosse que le Soleil en diamètre apparent. Le Soleil, placé en Fig. I.1.D en grandeur réelle, semble petit devant les dimensions de la queue magnétosphérique.

Jupiter possède, de plus, d'importantes sources de plasma interne en raison surtout de l'activité volcanique de son satellite Io (Dessler, 1983, p356, 365). La présence d'Io et des autres satellites n'est pas sans influence sur l'ensemble de la magnétosphère jovienne, comme sources de plasma (cf le tore de plasma d'Io) et comme générateurs d'interactions magnétiques avec le champ jovien.

Le sens du dipôle est inversé par rapport à celui de la Terre. Ici, les lignes de champ vont du pôle Nord géographique vers le Sud. En outre, l'axe du dipôle magnétique de Jupiter n'est pas confondu avec son axe de rotation mais incliné d'environ 10°, à peu près comme le dipôle terrestre. De même que dans le cas terrestre, le champ montre une asymétrie Nord/Sud. Notons que les valeurs maximales de l'intensité du champ, au nord comme au Sud, ne sont pas définitives; leur modélisation est en progrès grâce à la confrontation avec les observations in situ des sondes spatiales comme par les observations depuis la Terre des aurores et de leur localisation.

La planète tourne sur elle-même en 10 heures environ, causant d'importantes forces centrifuges sur le plasma interne. Ce plasma est confiné dans le "magnétodisque", un disque de plasma situé à une position internédiaire entre l'équateur magnétique et l'équateur géographique. Ce disque déforme les lignes de champ (Fig. I.1.D). Soutenue par la pression additionnelle de son disque de plasma, la magnétosphère voit sa taille varier grandement, comme le montre le relevé des rencontres avec la magnétopause effectuées par les différentes sondes. Elle tend à entraîner la cavité magnétosphèrique dans un mouvement périodique. De nombreux phénomènes, particulièrement dans le domaine radio où Jupiter excelle (Glassmeier et al., 1994), montrent cette périodicité (Dessler, 1983, p381) comme nous serons amenés à le voir plus loin (§I.5).

La magnétosphère de Jupiter est ainsi une immense structure très dynamique de 50 à 100 Rj, en rotation assez rapide, soutenue par un disque de plasma et un fort champ magnétique.

Jupiter visité

La magnétosphère de Jupiter a maintenant été visitée par cinq sondes spatiales. C'est suffisant pour avoir cinq visions très différentes de sa magnétosphère le long de cinq trajectoires, pour s'apercevoir de son extrême variabilité et de sa complexité. Comparer les cinq trajectoires (Fig. I.3.B) nous permettra de voir quelle région fut explorée par quelle sonde et de resituer les observations.

Introduisons une distinction empirique qui s'est imposée dès les visites des sondes Pioneers (Smith et al., 1974).

La magnétosphère extérieure, s'étend de la magnétopause à une soixantaine de rayons joviens (Rj) de la planète. Encore influencée par le vent solaire, elle est le siège de mécanismes d'accélération locale de particules produites dans la magnétosphère jovienne et d'injection de particules très énergétiques dans l'espace interplanétaire, sans doute par sa queue magnétique.

La magnétosphère intérieure de Jupiter, située à l'intérieur du tore d'Io (≈6 Rj), ressemble à celle de la Terre, elle ne contient que des lignes fermées d'un champ de caractère planétaire, approximativement dipolaire. Le plasma y tourne rigidement avec Jupiter et subit la présence perturbatrice des satellites (Dessler, 1983).

La magnétosphère médiane est, comme son nom l'indique, la zone intermédiaire où coexistent les différents phénomènes; elle est caractérisée par la présence d'un feuillet neutre, entouré d'un disque de plasma, bien défini jusqu'à 45 Rj, et jusqu'à 200 Rj dans la queue magnétique.

I.1.4 Le champ magnétique de Jupiter

Longitudes

Il existe de nombreux systèmes de longitudes joviennes. Comme Jupiter n'a pas de surface solide, on ne peut, comme sur terre, définir un méridien de référence, la rotation des nuages de Jupiter étant fonction de leur latitude. Il y a donc plusieurs systèmes de longitudes, développés historiquement. Le système I est lié aux nuages de basses latitudes, le système II à ceux de hautes latitudes. Mais un troisième système devint nécessaire quand les observations radio montrèrent que le champ magnétique tournait à une vitesse intermédiaire entre les deux précédentes. Ce système III, datant de 1957 fut ensuite révisé en 1965, et cette longitude système III révisée est généralement, mais non exclusivement utilisée après 1977. Citons un article de Goertz & Baker, datant pourtant de 1985, qui utilise encore de vieilles longitudes! D'où l'intérêt de bien s'y repérer.

Nous utiliserons les longitudes du système III (1965) car la physique en jeu est liée au champ magnétique à la surface de Jupiter et non à ses nuages. Nous définissons, en fait, deux longitudes système III, comme indiqué sur le schéma I.1.E:

-celle du satellite en système III;

-celle du point subsolaire en système III, ou plus succinctement "longitude subsolaire", que nous avons calculée à partir de la première.

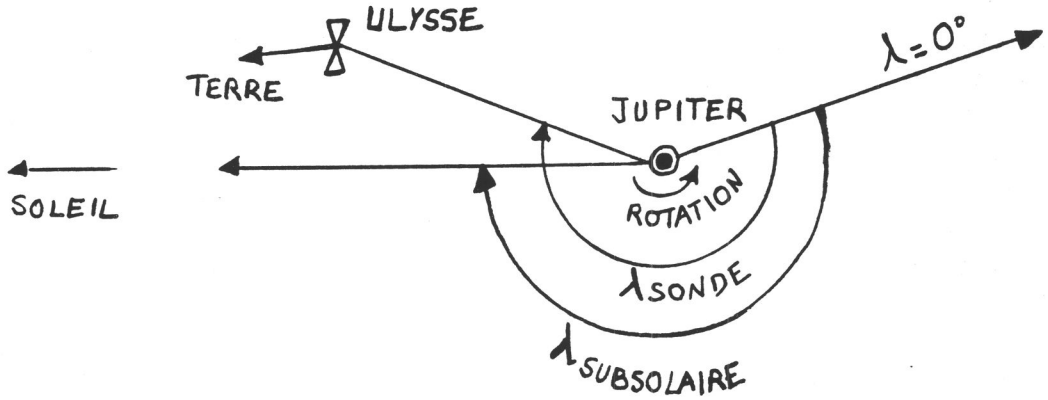


***Fig. I.1.E:** Longitudes joviennes (système III) de la sonde et du point subsolaire*

Champ magnétique interne

Les caractéristiques les plus apparentes du dipôle ont été mentionnées dans le paragraphe précédent. Mais des termes non dipolaires existent et leur importance relative est variable, décroissante avec la distance à la planète. A la suite des passages des différentes sondes spatiales, des modèles introduisant progressivement des termes non dipolaires d'ordres plus élevés ont été développés. Les derniers en date auxquels nous nous référerons sont le "modèle 04", conçu par Acuna et Ness (1976), puis Connerney et al. (1981), et le "modèle 06", récemment mis à jour par Connerney (1992).

Ces différents modèles varient non seulement en raison des différentes observations -Pioneers, Voyagers, Ulysse- à laquelles ils s'ajustent, mais aussi en raison de leur formalisme. Pour combler le fossé entre le champ réel et un dipôle centré sur Jupiter, ils introduisent soit des termes quadrupolaires, octopolaires etc..., soit un décentrement du dipôle (Connerney et al., 1981; Acuna et Ness, 1976). En fait, ce sont deux façons de dire la même chose. Dans le second formalisme, le centre du dipôle est légèrement décalé de 0.12 Rj vers la longitude 150°, par rapport au barycentre de masse. Sans entrer dans le détail de l'influence du "tore d'Io", ni des autres satellites, gardons à

l'esprit la carte du champ à la surface de Jupiter (Smith et al., in Dessler, 1983) et ses caractéristiques, en attendant une remise à jour après les observations d'Ulysse:

Pôle	Intensité maximale	Longitude	Latitude
Nord	14 G	150°	70°
Sud	10 G	360°	85°

***Table I.1.G:** Caractéristiques des pôles magnétiques de Jupiter*

Dessler est de plus l'ardent partisan de "l'anomalie magnétique". Ce terme désigne une région de champ plus faible (par rapport au champ dipolaire) qui entraînerait une asymétrie longitudinale visible dans de nombreux phénomènes (Hill et al., in Dessler, 1983). Si l'asymétrie de surface est certaine, comme l'indique le tableau précédent, c'est son influence dans la magnétosphère externe qui est contreversée (M. Dougherty, communication personnelle, 1993). Les tubes de flux connectés à Io jouent en outre un rôle particulier et leurs pieds ou attaches sont visibles sur la Fig. I.1.F. Les prédire précisément est un des tests des modèles de champ magnétique (Connerney, 1992). Les cartes I.1.F, vues respectivement des pôles Nord et Sud, présentent l'extension latitudinale et les positions en longitude des contours de l'intensité du champ, des zones aurorales et des tubes de forces connectés à Io.

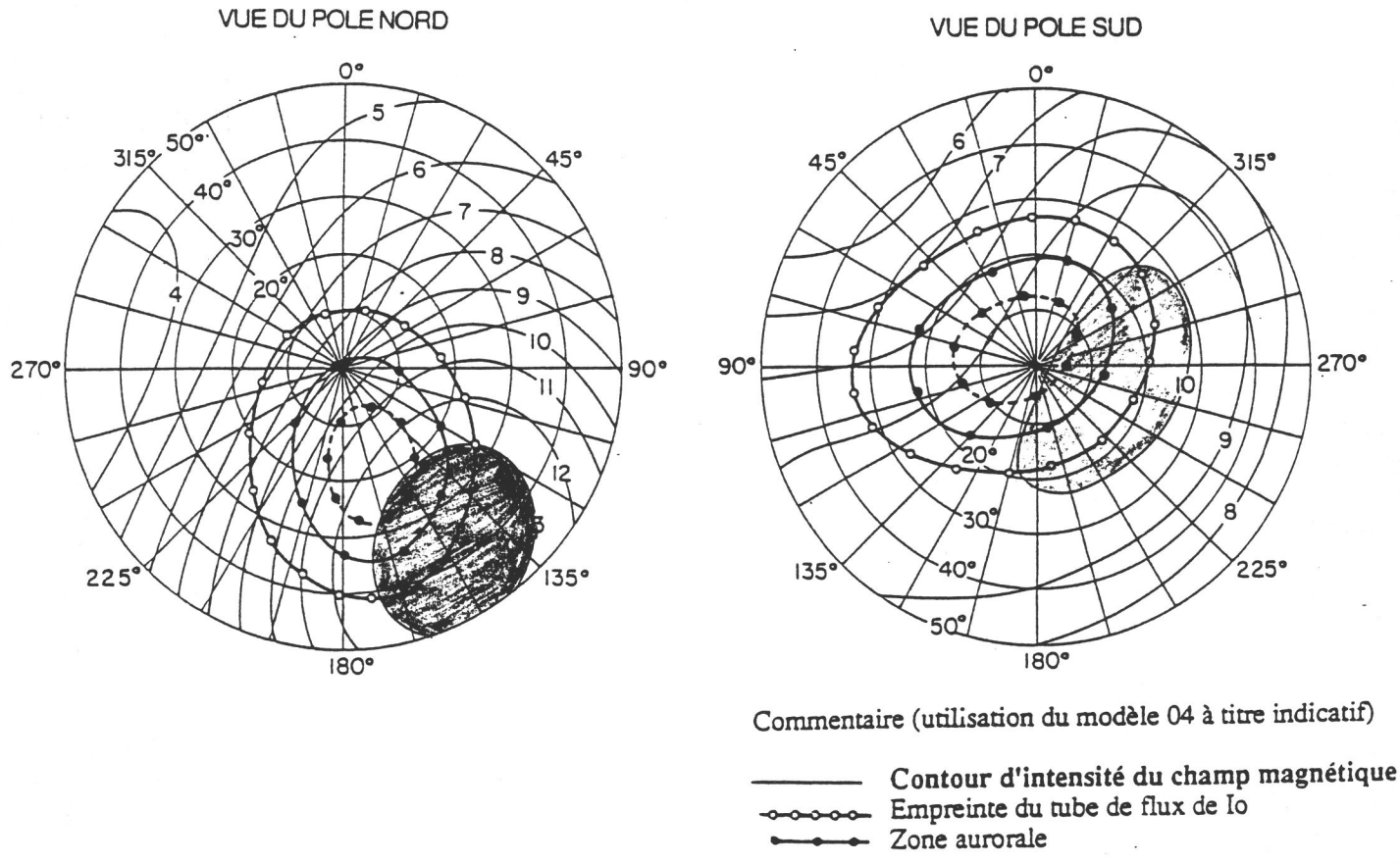


***Fig. I.1.F:** Carte du champ magnétique de Jupiter (Dessler, 1983, p28): les zones hachurées remplissent les isocontours d'intensité du champ magnétique à 13 G (au Nord) et à 10 G (au sud).*

Champ magnétique dans les magnétosphère médiane et externe

Au fur et à mesure des visites de Jupiter et des perfectionnements du modèle du champ interne, l'attention se porta sur le champ de la magnétosphère médiane, plus complexe en raison de l'influence

du feuillet de plasma équatorial. Le champ n'y est plus dipolaire mais équatorial, et montre deux directions opposées de part et d'autre du feuillet. Des modèles empiriques cherchent à expliquer les données en introduisant des distortions variées de ce feuillet dues aux forces centrifuges et à l'influence du vent solaire (Kivelson et al., 1978). Les observations des particules les testent puisque le feuillet est une zone de concentration de plasma et de particules de plus haute énergie. La modélisation de la magnétosphère non interne doit inclure les conditions aux limites et prendre en compte le magnétodisque de Jupiter (Engle, 1992).

Dans la magnétosphère externe, le champ magnétique est dirigé vers le Sud, côté jour. Le champ magnétique total n'est pas seulement déterminé par le champ planétaire mais aussi par les courants du magnétodisque et de la magnétopause, surtout dans les états dilatés de la magnétosphère (Smith et al., 1978)La région est durement soumise aux contraintes du vent solaire; c'est aussi un lieu de reconnexion entre champ interplanétaire et magnétosphérique, comme Ulysse, et KET à son bord, ont eu le privilège de l'observer en détail (§I.4). De plus, elle est le siège de la modulation du flux d'électrons relativistes avec une période de 10 heures sur laquelle nous reviendrons en §I.5.

I.1.5 Particules piégées dans la magnétosphère

Que deviennent donc nos particules énergétiques piégées à l'intérieur de cet univers? Fixons quelques ordres de grandeur dans une configuration simple de champ dipolaire.

Rappelons que le rayon de giration d'une particule, ou rayon de Larmor, est fonction de sa rigidité et de la norme du champ magnétique (§ 2): $\frac{r}{Rj} = 4.7\ 10^{-2}\ \frac{R(MV)}{B(nT)}$. Comme ordre de grandeur, le rayon de giration d'électrons de 4 MeV dans un champ magnétique de 5 nT est d'environ 3000 km, soit 4. 10^{-2} Rj; celui de protons de même énergie est près de 20 fois plus.

Soit une ligne de champ fermée d'un dipôle, qui est la configuration du champ tout près de la planète. Une particule se déplace en spirale autour de cette ligne de force, augmentant son angle d'attaque ("pitch angle" α) et diminuant son rayon de giration en s'éloignant des régions équatoriales. Quand cette particule parvient dans les régions de hautes latitudes, il arrive un moment où toute sa quantité de mouvement se place dans la direction orthogonale à la ligne de champ: elle est arrivée à son "point-miroir" et fait demi-tour vers l'équateur (Fig. I.1.H). Le centre guide de la particule se déplace donc à chaque instant le long d'une ligne de force (toujours la même si il n'y a pas de diffusion radiale). Dans le même temps, ce centre guide, ou ce centre de giration, dérive autour de la planète et la "coquille magnétique" est la surface portant sa trajectoire.

Apparaissent donc trois phénomènes auxquels sont associées les constantes de temps correspondantes (Rossi & Olbert, 1970, p157):

a- le mouvement circulaire de la particule autour de la ligne de champ, de temps caractéristique Ta;

b- le mouvement le long de la ligne de champ, de grande durée Tb devant le premier (Ta);

c- la dérive, c'est à dire le décalage longitudinal progressif autour de la planète, de grande durée Tc devant Tb.

Dans l'approximation de champ dipolaire, estimons ces différents temps caractéristiques (de Pater, 1981a).

Pour des électrons relativistes de 4 MeV, comme ceux que détecte KET, le temps Tb d'un aller retour entre deux points miroirs, dit temps de rebond, s'évalue très grossièrement. La distance parcourue est approximativement 4 R_0, où R_0 est la distance à la planète de la ligne de champ en son point équatorial. D'où $Tb \approx \frac{4\ R_0}{c}$, soit encore $Tb \approx \frac{R_0}{Rj}$ secondes à comparer avec $Ta = \frac{r}{c}$.

Quant à la dérive longitudinale de la trajectoire de la particule par rapport à la ligne de champ "initiale", elle entraîne la formation d'une coquille magnétique définie par $R=R_0.\cos\lambda$, où λ est la latitude magnétique. Comme le signe de la dérive (Rossi & Olberts, 1970, p165) dépend de la charge, électrons et protons tournent dans des directions opposées (§2). La constante de temps associée Tc est ainsi estimée:

$$\frac{Tc}{Tb} \approx \frac{r}{R_0}.$$

Processus	Temps caractéristique	
	Formule	Evaluation (L=6)
Cyclotron	$t_c = \frac{2\pi m_0 \gamma c}{eB}$	10^{-4}s
rebond	$Tb = \frac{4LRj}{c\sqrt{1-1/\gamma}} f\alpha e$	4 s
Période de rotation de dérive	$Tc = \frac{4\pi LeB^3Rj}{(\gamma-1)\, m_0c^3[B\Lambda\nabla B]}$	5 jours
Diffusion radiale	$tD \approx \frac{L.DL}{3D}$	≈jours
Perte synchrotron	$t_S \approx \frac{420}{B^2E}$	$\approx 10^3$ ans

Table I.1.I: *Temps caractéristiques du mouvement des électrons de 4 MeV avec αe l'angle d'attaque de la particule à l'équateur, et fαe une fonction de cet angle d'attaque (Rossi & Olberts, p163; de Pater, 1981a, p3408)*

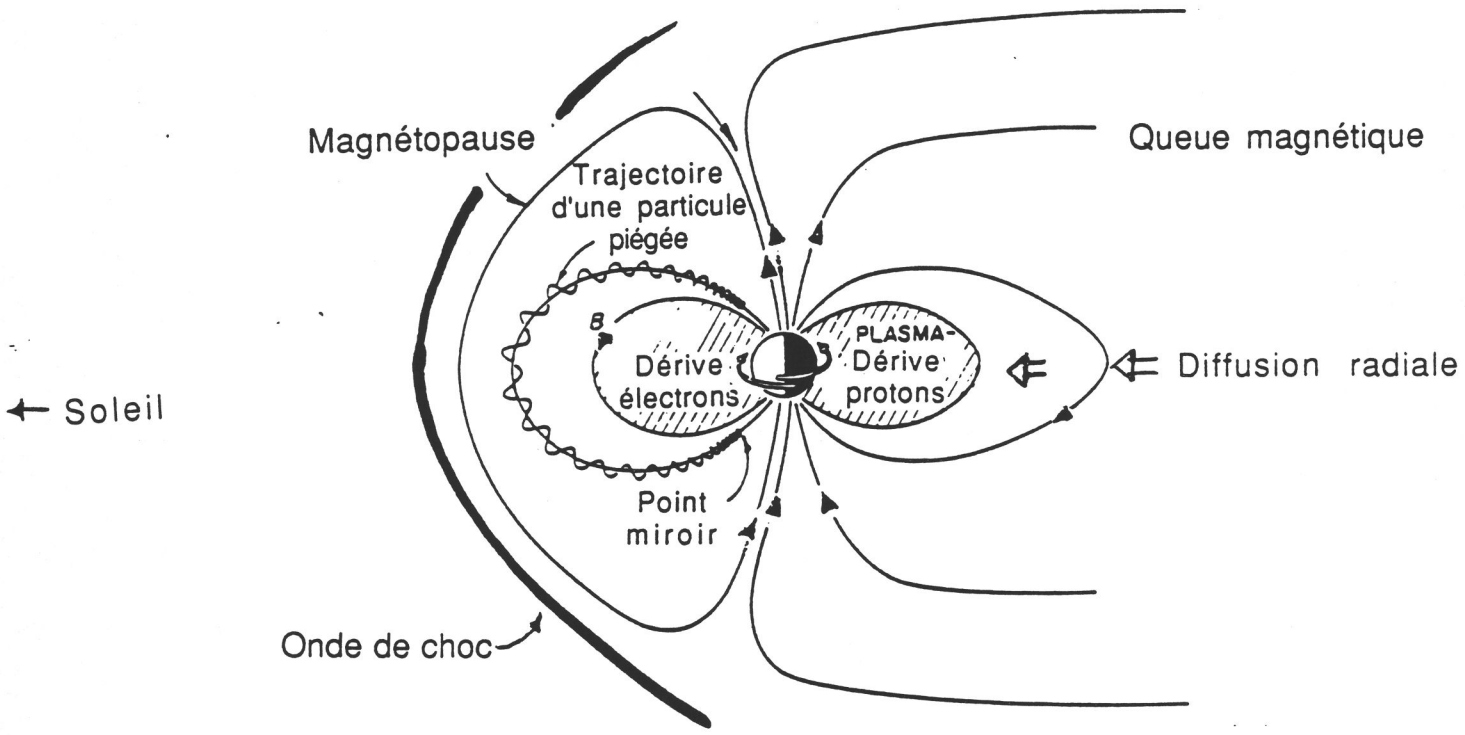


Fig I.1.H: *Mouvement des particules dans le champ dipolaire de Jupiter*

Ces ordres de grandeur nous seront utiles pour l'interprétation du mouvement des particules et de leur anisotropie dans la magnétospère jovienne. D'ores et déjà, il est clair que l'état des lignes de champ pourra être diagnostiqué grâce aux électrons relativistes: un tube de flux ouvert les verra fuir en quelques secondes. C'est bien là tout l'intérêt d'utiliser les électrons comme traceurs du champ.

I.1.6 Les questions ouvertes

Résumons quelques questions ouvertes de l'étude des magnétosphères en général, et de la magnétosphère jovienne en particulier.

A propos de la magnétosphère en général:

- Quels sont les mécanismes d'interaction entre une magnétosphère et le vent solaire? Comment établir une hiérarchie entre eux (Kallenrode, 1994)? De quoi celle-ci dépend-elle?
- La reconnexion est-elle quasi-stationnaire ou intermittente? Est-elle plus qu'anecdotique (Le et al., 1993)?
- Comment utiliser à bon escient l'analogie terrestre? Quels sont les paramètres utiles pour passer de l'étude d'une planète à une autre? C'est tout l'enjeu des études comparatives qui se développent peu à peu (Russell et al., 1994).

A propos de Jupiter plus spécialement:

- Peut-on arriver à un modèle cohérent de champ magnétique qui rende compte de toutes les observations (Connerney, 1992)?
- Quelles sont les déformations du magnétodisque, de la magnétosphère en général, dues aux forces centrifuges, à sa dynamique (Goertz, 1981)?
- Comment expliquer la modulation de 10 heures visible dans nombre de phénomènes, jusque dans la magnétosphère externe (Fillius et Knickerbocker, 1979; Simpson et al., 1992b)?
- Comment les électrons joviens observés dans l'espace interplanétaire se sont-ils échappés (Chenette et al., 1974)?

Ulysse par sa trajectoire unique a exploré pour la première fois le côté crépuscule de la magnétosphère en plongeant vers le sud. Il est temps de faire parler KET, en interprétant ses données grâce aux expériences conjointes de champ magnétique (Balogh et al., 1992) et de protons de quelques MeV (Simpson et al., 1992a). Nous tenterons de répondre à quelques unes des questions précédentes sur la magnétosphère extérieure et sur les interactions entre vent solaire et cavité magnétosphérique, ainsi que sur les mécanismes d'échappement des particules. A cette fin, il est nécessaire de nous familiariser avec l'instrumentation et de forger les moyens qui nous permettront d'étudier l'anisotropie des particules de quelques MeV dans la magnétosphère jovienne.

I.2. LA DETECTION DES PARTICULES DE QUELQUES MeV

> And when Ulysses on the larboard shunned
> Charybdis, and by the other whirlpool steered
> (Milton, Paradise Lost, II)

Dans les conditions mouvementées autour de Jupiter, caractérisées par de hauts flux et de fortes anisotropies des particules relativistes, il est nécessaire de bien connaître la réponse de l'instrument à de telles particules, afin d'explorer la magnétosphère jovienne grâce aux électrons de quelques MeV.

I.2.1 Le télescope KET et les électrons de quelques MeV

KET détecte des électrons, des protons et des noyaux d'hélium dans une vaste gamme d'énergies à partir de quelques MeV et les distingue grâce aux réponses des détecteurs (§1.5). Une particule incidente est identifiée selon qu'elle provoque ou ne provoque pas un signal dans chacun des détecteurs. Les coincidences ou anticoincidences des signaux dépassant des seuils de détection judicieusement choisis permettent de déterminer la nature et l'énergie initiale de la particule (Table 1.F). Les courbes de la Figure 1.G présentent les facteurs géométriques efficaces des trois voies électrons en fonction de l'énergie et permettent de distinguer:

- la gamme d'énergie de 2.5 à 7 MeV déterminée à mi-hauteur d'efficacité de la voie E4.
- la gamme d'énergie de 7 à 150 MeV environ, principalement comptée dans E12, pour laquelle une analyse du codage C2 donne une relation avec l'énergie (Fig I.2.A). Le rapport des taux de comptage E4 sur E12 nous servira par la suite à suivre l'évolution spectrale des électrons de Jupiter.

Détermination de l'énergie

Pour l'étude des électrons, le détecteur C2 joue un rôle déterminant. Voyons son codage: la sortie du détecteur à effet Cerenkov est envoyée sur un codeur analogique digital composé de 256 canaux. Chaque évènement est ainsi analysé puis classé dans un canal, ce qui donne accès à l'énergie de la particule. Cependant, un faisceau d'électrons monoénergétiques ne conduit pas à un signal bien défini dans C2, mais à une sorte de gaussienne dont la largeur à mi-hauteur dépend de l'énergie. Ceci est principalement dû au faible nombre de photoélectrons dans le PM2 (Tab. 1.F). La résolution en énergie est typiquement de 100%. La réponse de C2 pour différentes énergies est illustrée par la Figure I.2.A, où le chevauchement des courbes indique clairement la difficulté de résoudre les énergies. Ces courbes ont été établies lors des essais en accélérateurs (Annexe C). Les canaux C2 sont en logarithme de l'amplitude du signal de sortie du PM. Cette analyse de C2 permettra de définir des sous-voies dans E12.

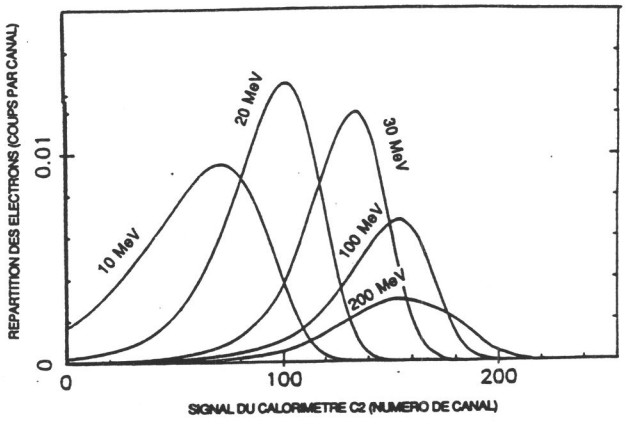


***Fig. I.2.A:** Signal laissé dans le calorimètre C2 par des électrons de E12 de différentes énergies*

I.2.2 Le codage de l'information

Un instrument destiné à l'étude des rares particules galactiques égarées dans l'héliosphère a dû traverser les ceintures de radiation joviennes!

L'informatique de bord enregistre les taux de comptage de toutes les voies de coincidences et des détecteurs dans un temps moyen d'accumulation de 128 secondes. Pour les voies d'électrons, ces taux sont relativement faibles, de 0 à 10 particules pendant un temps d'accumulation moyen de 128 secondes. Pour une très forte éruption solaire, tous les taux de comptage augmentent significativement et l'on peut compter jusqu'à 10^5 protons et 100 électrons par période d'accumulation; le télescope sature alors. C'est le cas aussi pendant la traversée de la magnétosphère très interne de Jupiter où les flux de particules saturent parfois un ou plusieurs détecteurs en donnant un temps mort important à cause des déclenchements de l'anticoincidence. Dans tous les cas, les corrections de temps mort ou de comptage sont effectuées sur les données brutes par la prise en compte d'indicateurs de flux, les comptages de D1 ou D2. L'amplitude des corrections, dépendant des flux considérés, est parfois importante, comparable à l'amplitude du flux "brut" (Fig. I.2.B).

Pendant la traversée de la magnétosphère interne de Jupiter, c'est-à-dire pendant les trois jours qui ont précédé et les trois qui ont suivi le passage dans le tore d'Io, les hautes tensions ont été coupées pour protéger les détecteurs. Ceci a été décidé à partir des observations précédentes des sondes Pioneers et Voyagers. La transmission des ordres entre la Terre et Ulysse dans la tempête jovienne nécessitait environ 45 minutes, un temps long en regard des enjeux et des décisions à prendre, ce qui explique la prudente coupure des hautes tensions. L'envoi de la télécommande FM3, agissant sur C1 (Annexe E), a permis de ne pas perdre la totalité des informations et de continuer à compter dans la voie E4 la plupart des électrons joviens dans une géométrie modifiée (D1, D2). Pendant ces quelques jours, du jour 36 au jour 42 (de l'année 92!), la voie E12 n'est en revanche plus définie, et les informations spectrales sont perdues...

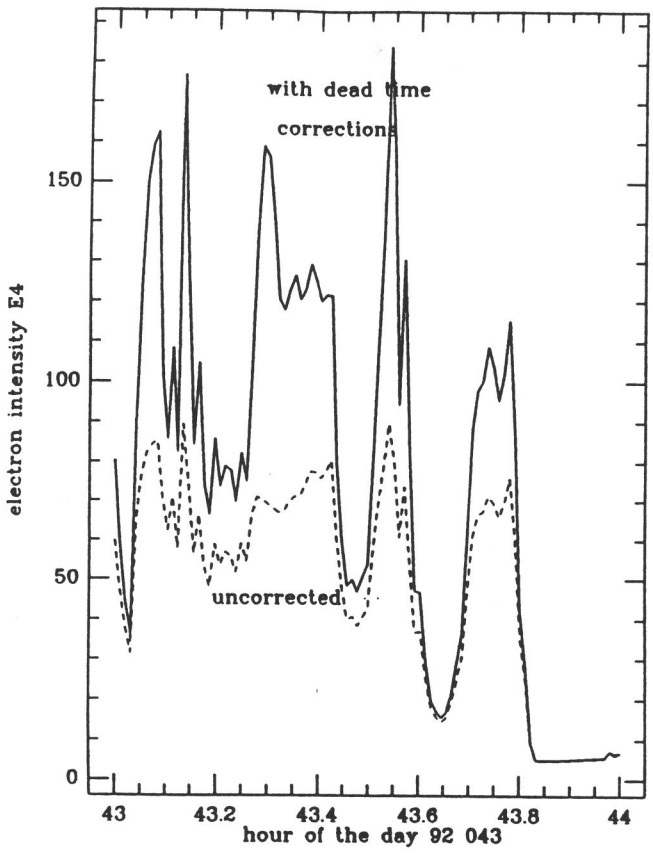


***Fig. I.2.B:** Correction du flux E4 pendant saturation*
La courbe en pointillé indique le niveau de flux avant correction, celle en trait plein le flux corrigé des effets de temps morts d'électronique.

En conclusion, Ulysse affronta la tempête avec tous ses instruments, dont KET qui fonctionna sans incident et resta en configuration nominale, si ce n'est lors de la traversée de la magnétosphère jovienne très interne.

I.2.3 Voies sectorisées et anisotropie

Les voies E4 et P4, respectivement électrons et protons, sont sectorisées en mettant à profit la rotation de KET, alors que les autres voies ne disposent d'une information sur la direction d'incidence des particules uniquement pour les échantillons codés. Le demi-angle d'ouverture des secteurs électrons est de 22,3° tandis qu'il est de 55,3° pour les protons P4, ces angles étant estimés à partir de la géométrie des détecteurs.

Voyons comment est défini le système de référence de la sonde. L'axe de rotation de la sonde est dirigé vers la Terre pendant les périodes d'émission (Fig. 1.B), et ne s'en écarte que de quelques degrés le reste du temps. Cela définit l'axe Z du repère lié à Ulysse. L'axe du détecteur est perpendiculaire à cet axe Z. L'axe Z de l'antenne et le Soleil définissent un demi-plan contenant l'axe X. L'axe Y complète le repère direct. Le plan (X,Y) représente le plan de symétrie de l'espace observé par KET, nous le désignerons comme le "plan d'observation", malgré la large ouverture de KET. Quand le Soleil change de "côté" par rapport à la ligne Ulysse-Terre, l'axe X change de sens, ce qui produit une discontinuité dans le système de coordonnées (Fig I.2.C; S. Ximenez de Ferran, 1986).

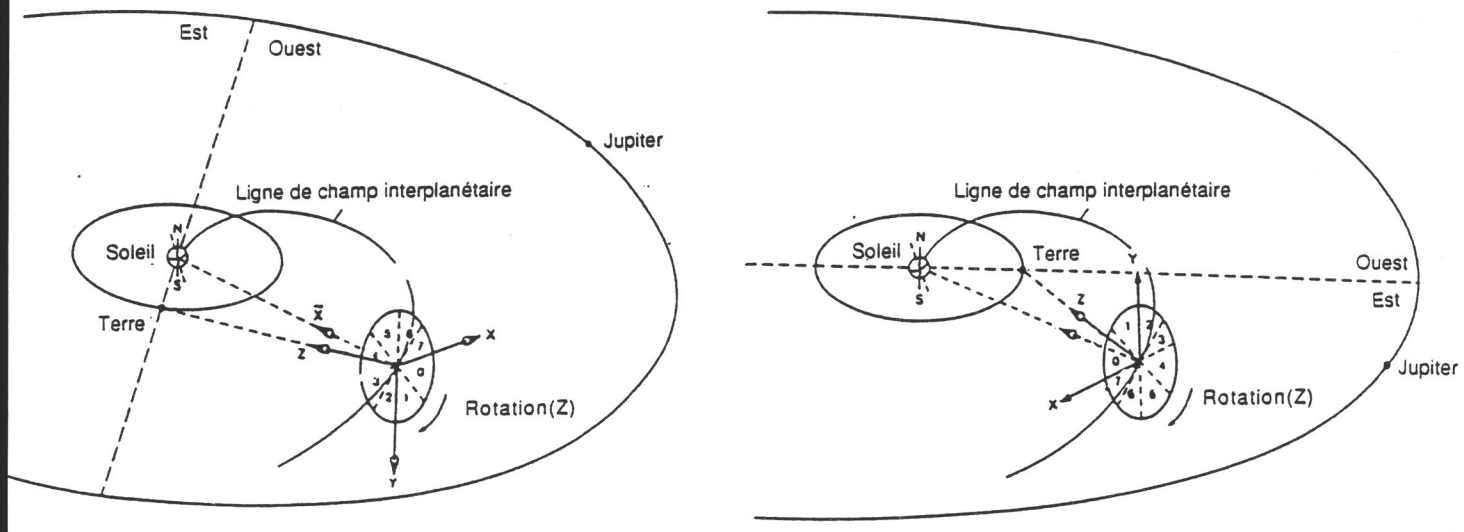


Fig. I.2.C: Définition des axes de la sonde (adapté de Hatzky, 1988).
Les deux configurations sont montrées, suivant le côté où le Soleil est vu par Ulysse pointant vers la Terre (voir texte).

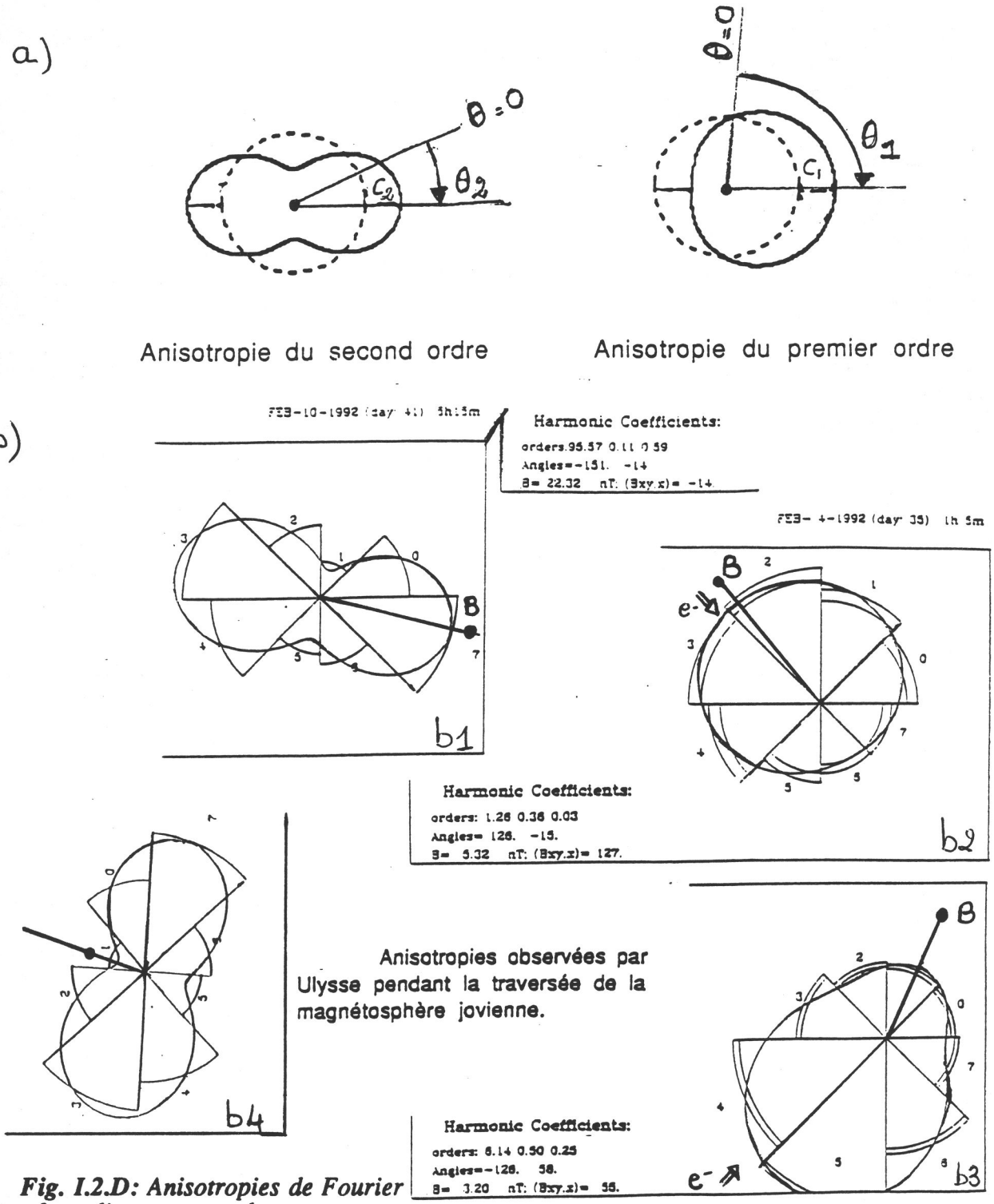


Fig. I.2.D: Anisotropies de Fourier - formalisme et exemples-

*Les flux $J(\phi)$ sont représentés dans le plan d'observation de KET par un vecteur de longueur J et d'angle ϕ. **a)** En haut: Exemples formels des cas d'anisotropie monodirectionnelle "pure" (C2=0) et d'anisotropie bidirectionnelle "pure" (C1=0). Les cercles en pointillé correspondent à la situation d'isotropie.*

***b)** En bas: Exemples d'observations de KET dans la magnétosphère jovienne analysées suivant la méthode décrite dans le texte. A chacun des huit secteurs est associé le flux observé avec son incertitude ($J-\Delta J$, $J+\Delta J$). La courbe superposé représente le meilleur ajustement obtenu (correspondant aux paramètres écrits). Le vecteur représente la projection du champ magnétique dans le plan d'observation. **b1)** Anisotropie bidirectionnelle parallèle ("cigare" ou "dumbbell"); **b2)** Anisotropie monodirectionnelle (1-D) parallèle au champ; **b3)** 1-D antiparallèle au champ; **b4)** 2-D perpendiculaire au champ ("pancake").*

Anisotropies

Nous disposons des huit taux de comptage des secteurs définis comme indiqué dans les figures I.2.C.

Ecrivons le flux de particules en développement de cosinus de l'angle θ d'observation de KET:

$J(\theta)= A0 (1+ C1 \cos (\theta-\theta1) + C2 \cos2.(\theta-\theta2) + C3.....)$

où A0, intensité moyenne de chaque secteur d'observation.

Ci, pourcentage de l'anisotropie d'ordre i

θi l'angle de l'anisotropie i, l'angle privilégié d'incidence des particules à l'origine de l'anisotropie d'ordre i. Cet angle est repéré par rapport soit à l'axe naturel de KET (entre les secteurs 0 et 7), soit à la direction du champ magnétique Bxy, projection du champ sur le plan d'observation de KET (Fig. I.2.D).

Pour calculer ces coefficients, il suffit d'écrire les huit équations identifiant, pour chaque secteur, flux détecté et calculé (moyenné sur l'ouverture angulaire). L'inversion de matrice fournit alors les huit premiers coefficients de Fourier. En pratique, nous n'analyserons que les cinq premiers, la moyenne du flux, l'anisotropie (Ci,θi) de premier et second ordre (Annexe F). La Fig. I.2.D illustre cette terminologie. Nous y avons représenté une distribution du flux dans le plan d'observation de KET correspondant à une anisotropie d'ordre i. Dans le cas i=1, il s'agit d'un courant monodirectionnel de particules, venant d'une seule direction. Dans le cas i=2, les particules viennent des deux directions opposées, et il s'agit d'une anisotropie bidirectionnelle. La partie inférieure de la Fig. I.2.D regroupe différents cas d'anisotropies observées par KET, et dans chaque cas, on peut lire les paramètres de sortie de notre programme. L'origine physique de ces anisotropies sera discutée ultérieurement (§I.3.2 et §I.3.3).

Mathématiques

Les mathématiques (théorème de Shannon, inversion de matrice etc...) sont détaillées en annexe F. En pratique, inverser la matrice 8x8 n'est pas nécessaire car les coefficients et les angles ont une écriture analytique directe. Ce n'est donc pas une méthode d'approximation par moindres carrés qui est appliquée, comme à l'habitude, mais une décomposition mathématique cohérente avec les flux observés dans les secteurs (Green, 1983; Hatzky, 1993). Cette détermination analytique calcule, en outre, les barres d'erreurs sur les coefficients et les angles d'anisotropie (Annexe F). Il est vérifié automatiquement que le terme de troisième ordre (correspondant à des électrons venant de trois directions différentes!) est bien négligeable devant les ordres 1 et 2 quand ceux-ci sont significatifs, supérieurs à 5%.

Les moyennes des anisotropies et de leurs angles caractéristiques sont calculées en tenant compte de la direction du champ magnétique et des erreurs sur les coefficients. Il s'agit d'une moyenne pondérée par les erreurs statistiques, qui préserve la signification physique de l'anisotropie (Annexe F). Les moyennes sur les angles sont toujours difficiles à effectuer, et nous l'avons évité. Nous avons choisi de considérer une anisotropie comme un vecteur, C1 et θ1 par exemple, en lui associant un poids inversement proportionnel à son incertitude. La moyenne durant une période donnée est alors le barycentre de l'ensemble des vecteurs. En prenant l'angle θ1 entre direction d'anisotropie et direction du champ, la signification physique de l'anisotropie est préservée dans sa moyenne, même dans un champ éminemment variable.

Dernière remarque sur la représentation de Fourier: quelque soit la méthode analytique utilisée, les coefficients des différents ordres ne sont pas entièrement indépendants les uns des autres. Car un flux purement monodirectionnel de particules n'est pas représenté uniquement par une anisotropie de

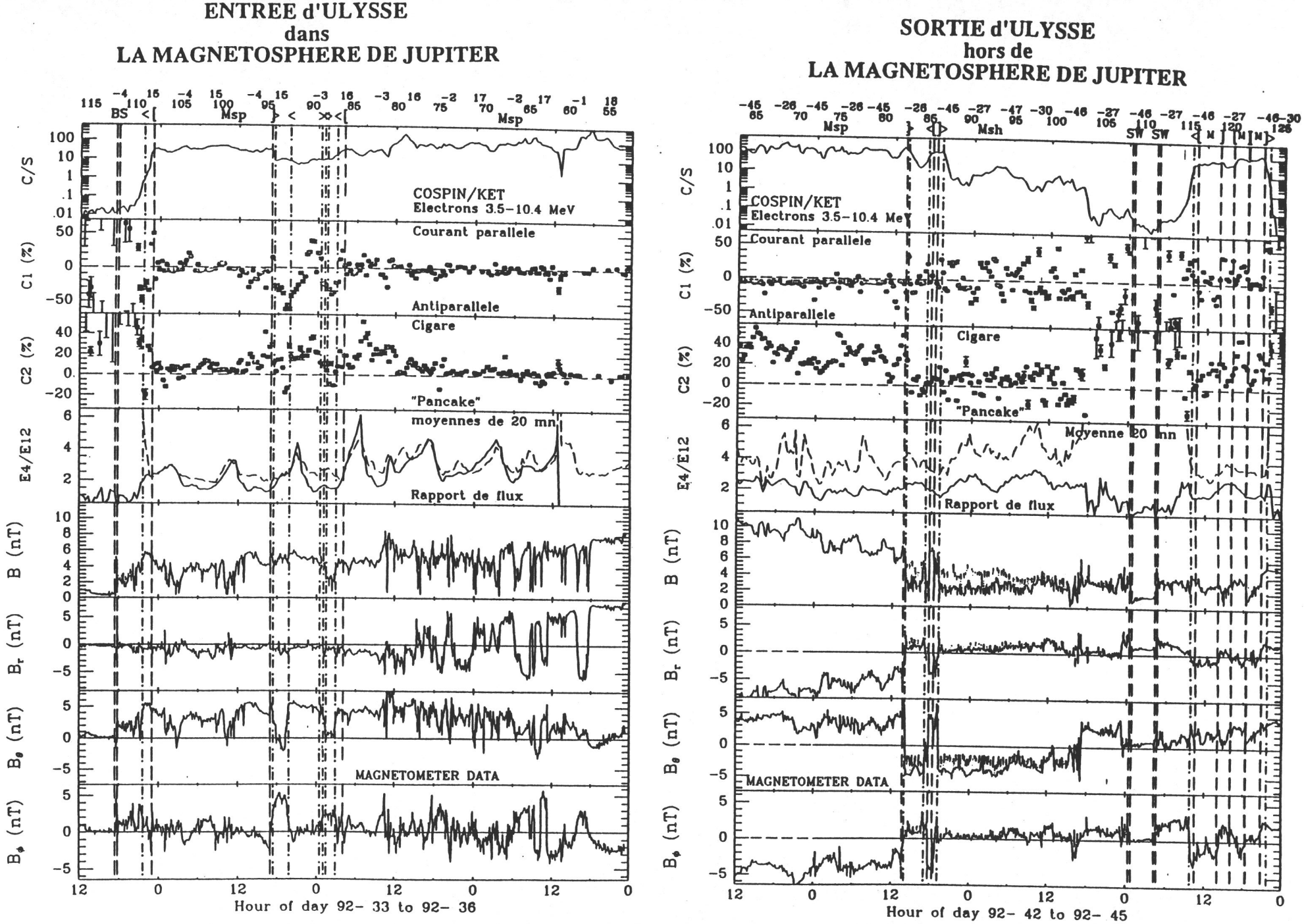


Fig. I.2.E: *Vue d'ensemble des données de KET et de l'expérience du champ magnétique, lors de la traversée de la magnétosphère jovienne externe par Ulysse (février 1992).*

premier ordre mais nécessite aussi l'introduction d'une anisotropie 2D (perpendiculaire à la première). Il faudrait pour mieux faire modéliser le balayage temporel et le recoupement angulaire partiel de secteurs voisins. L'interprétation de l'anisotropie exige parfois de revenir aux flux sectoriels dans les situations limites mises en évidence par la présence de grandes barres d'erreurs ou par les sélections sur la direction du champ. En effet, nous utilisons la direction de la projection du champ magnétique sur le plan d'observation de KET; plus le champ est orthogonal à ce plan, plus il est difficile de reconstruire l'anisotropie. Il faut alors calculer les anisotropies sans se soucier du champ, ce que notre programme fait optionnellement.

1.2.4 KET et les autres instruments

Des données d'autres expériences sont mises à notre disposition. Toutes les informations sur les positions respectives de la sonde, des planètes et du Soleil ont aussi été largement utilisées...

Les deux expériences dont les données sont très complémentaires des nôtres pour l'étude de la magnétosphère sont celle comportant deux télescopes jumeaux observant les protons de quelques MeV, ie l'expérience AT du consortium COSPIN (Simpson et al., 1992a) sous la responsabilité actuelle de S.W.H. Cowley (Imperial College), et celle mesurant le champ magnétique (Balogh et al., 1992) sous la responsabilité d'A. Balogh (Imperial College). Ces deux expériences ont été brièvement présentées en introduction.

Un des obstacles de la comparaison entre KET et AT est la différence de leurs directions d'observation (§1.3). Une autre difficulté réside dans le fait que les traitements de données, y compris les calculs d'anisotropie associés, sont différents. Habituellement, les expérimentateurs de AT (Staines et al., 1993) reconstruisent la distribution des particules en trois dimensions par une méthode d'ajustement par moindre distance. Cette anisotropie des flux de protons complète la vision de KET des électrons d'énergie correspondante. L'analyse des données de AT permet aussi la reconstruction des profils en vitesse des protons, dont la composante perpendiculaire au champ magnétique donne accès au mouvement propre des lignes de champ. Ceci autorise une analyse plus fine, par exemple, des mouvements des frontières de la magnétosphère. Bien sûr, d'autres aspects et résultats de AT n'ont eu aucune interaction avec KET et sont passés sous silence. Quant au champ magnétique, nous avons déjà souligné à quel point il était crucial et il a été introduit dans l'analyse même des données et les calculs et moyennes d'anisotropies des électrons de KET.

Afin de regrouper les informations de ces différentes sources, il est nécessaire de choisir un temps d'intégration. Celui des données KET est le plus long, variant entre 120s et 132s, en moyenne 128s. Il nous a semblé pratique de constituer un gros fichier de travail regroupant les différents paramètres physiques utiles, intégrés sur 128s. Et d'y greffer ensuite tous les programmes de traitement de données nécessaires...Mes premiers outils de travail furent les programmes de visualisation déjà existants, préparés par l'équipe Ulysse de Saclay, comme les taux de comptage des différentes voies en fonction du temps et des spectres en canaux des détecteurs. Chaque analyse a ensuite nécessité la mise en oeuvre d'outils adaptés...

La Fig. I.2.E montre un panorama des données des deux expériences, KET et champ magnétique, lors de la traversée de la magnétosphère externe, lors des entrées et sorties d'Ulysse. Y sont indiquées (en haut de la figure) la latitude magnétique et la distance d'Ulysse à Jupiter. Les données de AT sont présentes dans l'article de Balogh et al. (1995) ci-après (p223). Les traits caractéristiques de la magnétosphère externe (Fig. I.2.E), qui la distinguent des régions plus internes (Fig. I.2.F), sont visibles et nous les avons déjà mentionnés comme étant le bilan des sondes précédentes: la relative constance de l'intensité du champ magnétique et la variabilité de sa direction; les grandes anisotropies des flux de particules, tant électrons que protons et les nombreuses entrées/sorties mettant en évidence la grande dynamique de cette magnétosphère géante.

Ce qu'Ulysse, et plus précisément KET, a apporté de neuf par rapport aux observations de ses prédécesseurs, voilà ce que nous allons maintenant explorer ensemble...

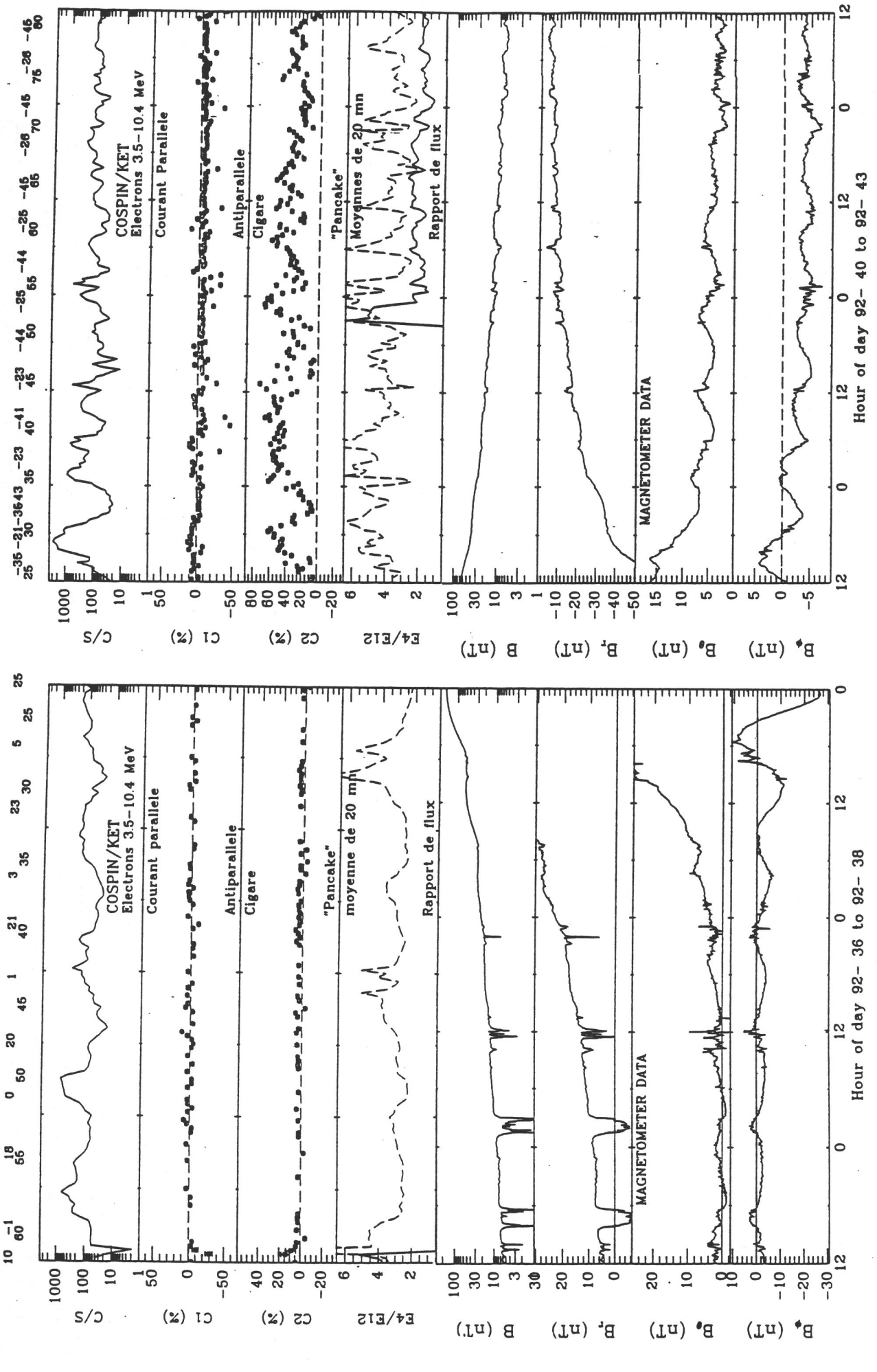


***Fig. I.2.F:** Vue d'ensemble des données de KET et de l'expérience du champ magnétique, lors de la traversée de la magnétosphère jovienne interne par Ulysse (février 1992). Pendant l'arrêt des hautes tensions, le rapport $\frac{P1}{E4}$ est utilisé comme rapport du flux des électrons de 1 MeV sur celui des électrons de 4 MeV.*

I.3. VISITE A JUPITER

De qui veut-on parler sinon d'Ulysse? C'est le moment de regarder le voyage de près et non de loin (Sophocle, Philoctète).

I.3.1 Le trajet d'Ulysse sous tous les angles

Venant de la Terre avec une trajectoire assez tendue, Ulysse a abordé la magnétosphère jovienne légèrement dans l'hémisphère Nord afin de bénéficier de l'assistance gravitationnelle de la planète géante pour partir vers l'exploration de l'héliosphère sud.

Comme l'indiquent les Figures I.3.A et 1.3.B, la sortie de la magnétosphère s'est effectuée du côté crépuscule, au sud, et à hautes latitudes. Ulysse a donc exploré pour la première fois des latitudes de 49°N à 46°S. Il n'est pas passé aussi près de Jupiter que la plupart de ses prédécesseurs, puisqu'il ne s'en est pas approché à moins de cinq rayons joviens.

La comparaison des trajectoires des quatre sondes ayant visité Jupiter avant Ulysse va nous permettre de resituer les observations de chacune dans son contexte.

sondes	Pioneer 10	Pioneer 11	Voyager 1	Voyager 2	Ulysse
date du Passage	4 Déc 73	3 Déc 74	5 Mar 79	9 Juil 79	8 Fév 92
SJS *entrée* SJS *sortie* à 100 Rj	37° 91°	43° 6°	22° 118°	31° **130°**	26° 94°
hémisphère *entrée* *sortie*	Sud Nord	Sud Nord	Equateur " "	Equateur " "	**Nord** **Sud**
Rmin	2.8 Rj	**1.6 Rj**	4.9 Rj	10.1 Rj	6.3 Rj
Latitude maximale (N) minimale (S)	+20° -22°	+61°(*) -45°	+13° -7°	+13.5° -6°	**+49°** **-46°**

***Table I.3.C** Trajectoires des cinq sondes dans la magnétosphère jovienne*

Explication des abréviations de la Table I.3.C:

Rj *71 398 km = rayon de Jupiter*
SJS *angle Soleil-Jupiter-Sonde*
Rmin *distance minimale au centre de Jupiter*

(*) Pioneer 11 était à l'intérieur du tore d'Io, donc sur des lignes de champ dont les pieds étaient à des latitudes ionosphériques moindres que celles observées par Ulysse.

Pioneer 10, Voyager 1 & 2 ont eu, comme Ulysse, des trajectoires tendues dans le but de visiter ensuite les planètes plus éloignées. Ils ont donc eu des entrées approximativement dans le plan de l'équateur pour sortir encore à l'équateur, par le flanc aurore de la magnétosphère. Pioneer 11, en revanche, est sorti dans l'hémisphère Nord à des latitudes similaires à celles d'Ulysse dans l'hémisphère Sud. Pioneer 11 s'est rapproché le plus près de Jupiter, passant bien à l'intérieur du tore d'Io à de hautes latitudes.

Relevons les principales originalités de la trajectoire d'Ulysse: l'entrée dans l'hémisphère Nord de la magnétosphère et l'exploration des latitudes magnétiques les plus élevées, au Nord comme au Sud, et enfin la sortie au Sud, et côté crépuscule. La Fig I.3.A indique aussi l'orientation de l'axe de la sonde, et du plan d'observation de KET pendant les différentes phases de la traversée de la magnétosphère. La direction du champ magnétique par rapport au plan d'observation détermine le type et l'intérêt des informations collectées en terme de flux et surtout des anisotropies que nous allons étudier maintenant.

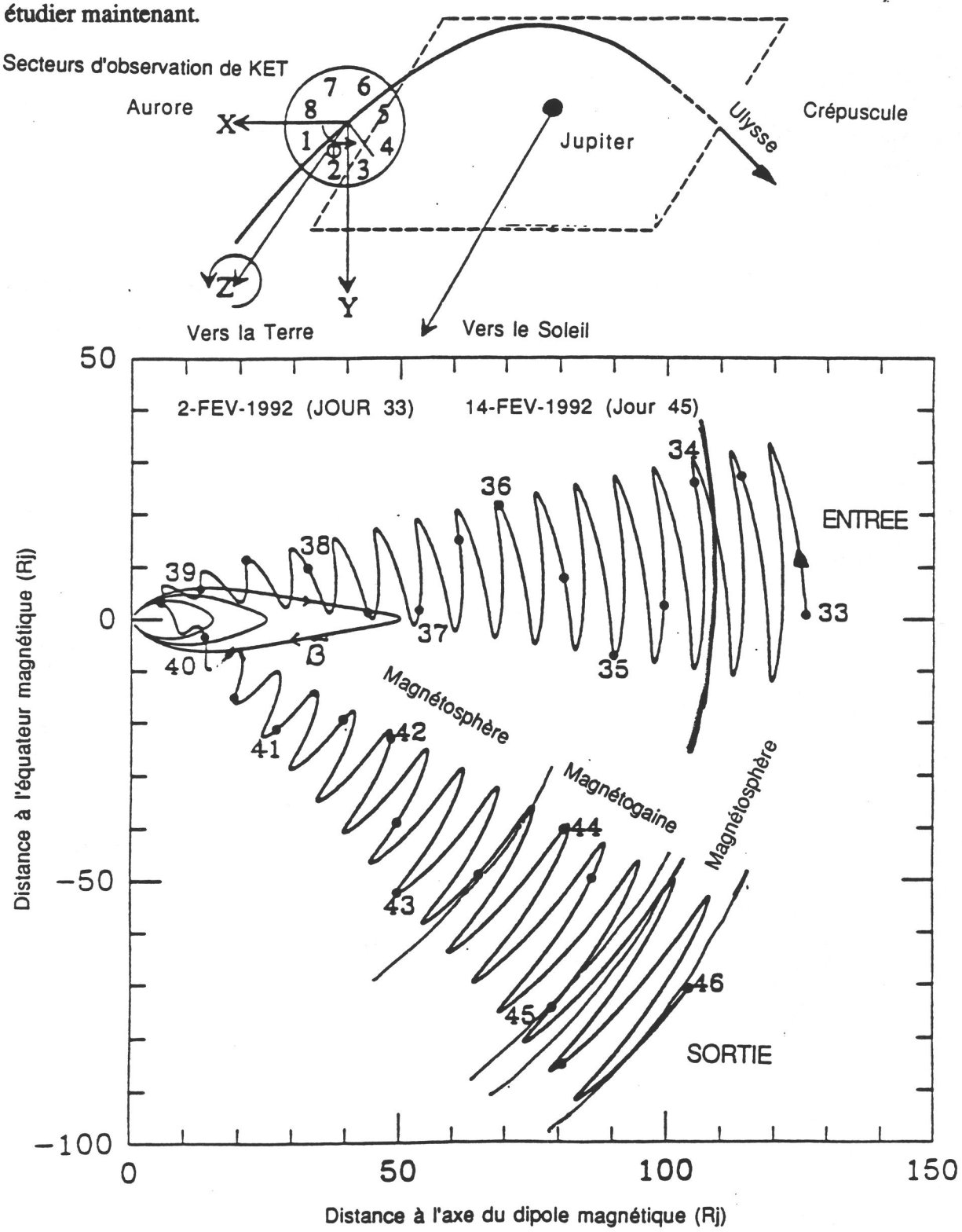
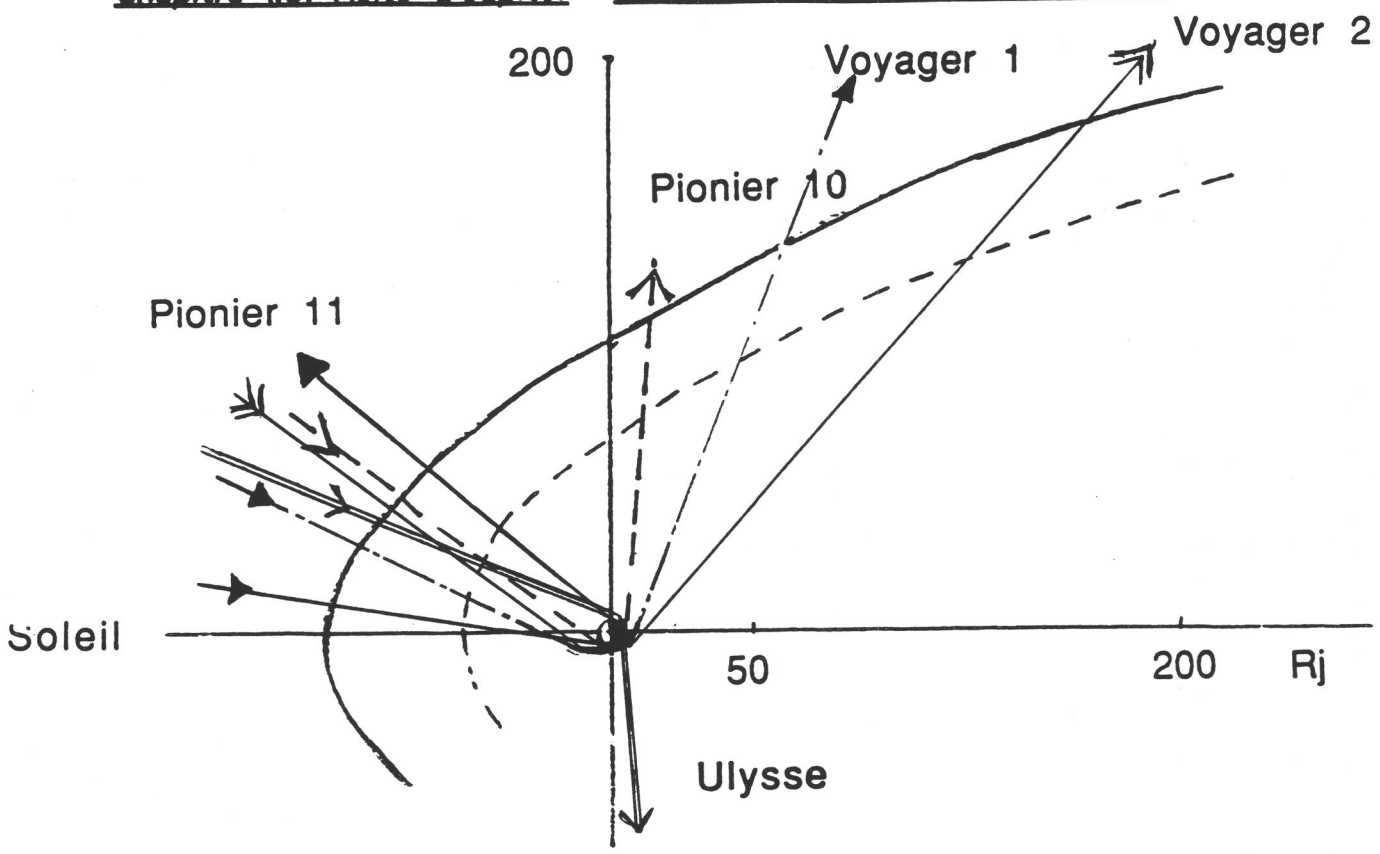
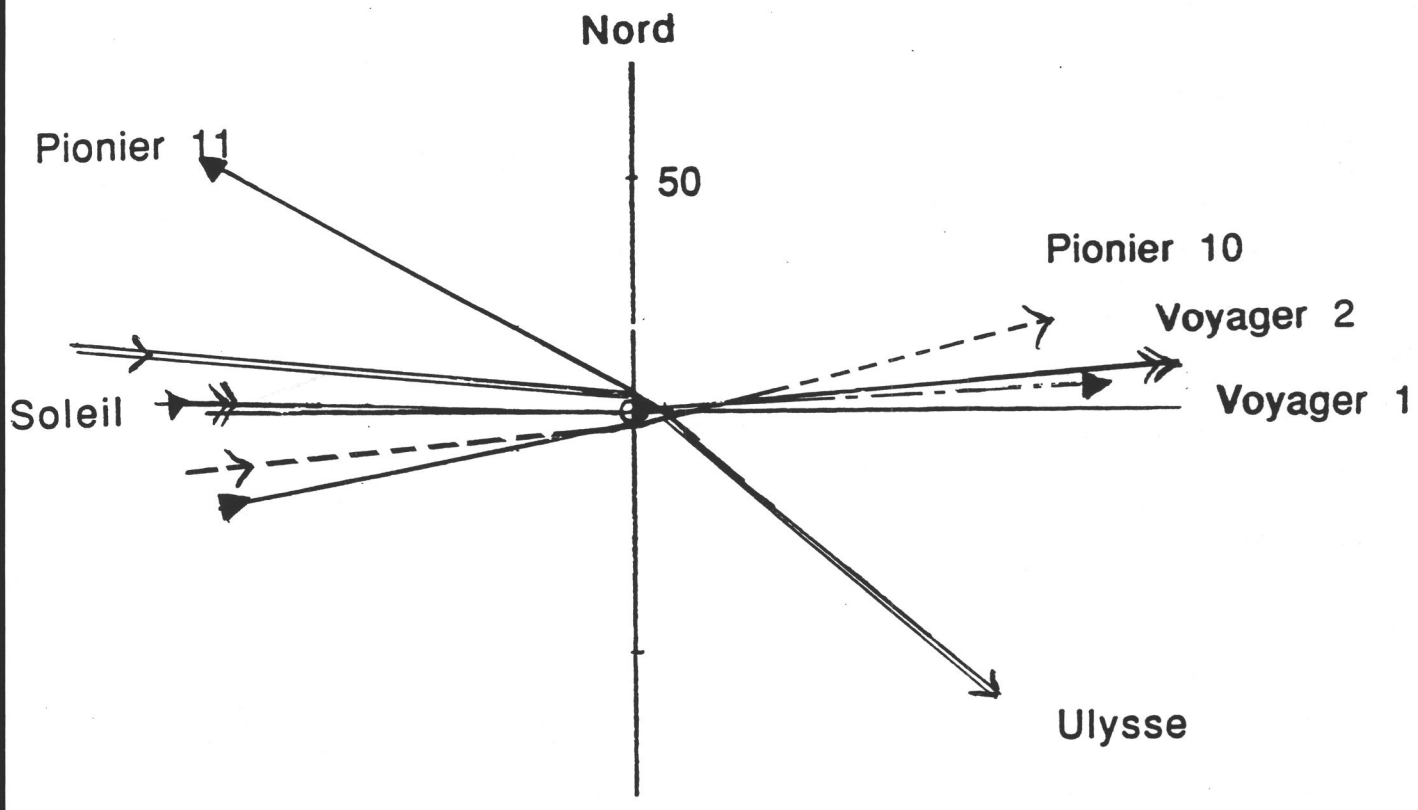


***Fig. I.3.A:** Trajectoire d'Ulysse à Jupiter*
***a)** Vue depuis le Soleil des axes de KET et des secteurs d'observation. **b)** Coupe dans le méridien magnétique. Les jours (33-45) graduent la trajectoire, et la plus longue incursion de la magnétogaine est indiquée (44).*



Projection sur le plan équatorial de Jupiter



Projection sur le plan méridien midi

Fig I.3.B: Trajectoires des cinq sondes dans la magnétosphère jovienne.

I.3.2 Les anisotropies observées par KET: confirmations

KET a observé tous les cas d'anisotropies possibles de flux d'électrons. Quelques exemples en ont été donnés en Figure I.2.D. $J(\theta)$ est l'intensité de particules reçue dans un secteur caractérisé par l'angle θ qu'il fait avec l'axe du champ magnétique projeté dans le plan d'observation de KET:

$J(\theta)= A0\ (1+ C1\ \cos(\theta-\theta 1) + C2\ \cos 2(\theta-\theta 2))$.

Rappelons que Ci est le coefficient d'anisotropie, θi l'angle d'incidence des particules associées à l'anisotropie d'ordre i. Dans le cas i=1, il s'agit d'un courant monodirectionnel de particules, alors que dans le cas i=2, il s'agit d'une anisotropie bidirectionnelle.

Anisotropie de flux de particules piégées

Une particule piégée dans une ligne de champ fermée a un mouvement, décrit précédemment (§ I.1.5), qui peut induire différentes anisotropies.

A priori, une cause d'anisotropie de cette population résulte de l'absorption atmosphérique. En effet, une population piégée entre deux hémisphères s'appauvrit en particules à faible angle d'attaque, celles qui voyagent quasi-parallèlement à la ligne de champ et qui, pénétrant plus près de la planète, ont plus de chances d'être absorbées par l'atmosphère. Ceci entraîne l'existence d'un cône de perte atmosphérique, c'est-à-dire d'un déficit en particules très collimatées. D'où, un excès de particules à fort angle d'attaque et donc une anisotropie d'axe perpendiculaire au champ (dite "pancake"; Fig.1.2.D-b4). Sa manifestation dépend de l'angle entre plan d'observation et champ magnétique. Si ce dernier est presque dans le plan, ce qui est fréquemment le cas, nous sommes en mesure d'observer une anisotropie du second ordre perpendiculaire au champ mais le cône de perte est trop faible pour être visible avec des observations intégrées sur des secteurs de 45° chacun. Nous n'avons rien vu, ce qui confirme les observations effectuées au-delà du tore d'Io par les Pioneer (Trainor et al., 1974; Van Allen et al., 1974) et les Voyager (Kane, 1991) pour les électrons d'énergie supérieure au MeV.

S'il n'y a pas de distribution "pancake", la configuration "d'équilibre" est isotropique. Mais il peut y avoir aussi une anisotropie bidirectionnelle parallèle au champ (Fig. I.2.D-b1), signature des particules qui miroitent après avoir été injectées par une source située dans une région de champ magnétique fort. De telles anisotropies bidirectionnelles et parallèles au champ (dites "dumbell" ou en "cigare") ont été particulièrement étudiées à partir des observations de Voyager 2 effectuées pendant des approches ou des traversées de la couche neutre équatoriale (Kane, 1991), révélant la couche limite de la nappe neutre (§ I.1.2). Ulysse a été à même d'observer les couches limites d'électrons d'énergie de quelques MeV, surtout lors de sa sortie côté crépuscule, dans la couche limite du magnétodisque comme dans les frontières externes (§I.4.4). Comme la direction d'observation de KET n'incluait pas celle du champ magnétique dans la magnétosphère interne côté midi, KET n'a pas été à même d'y observer l'anisotropie du second ordre; il l'a fait à la sortie et l'anisotropie décroît dans les zones frontières où les lignes de champ ouvertes sur la magnétogaine sont de plus en plus nombreuses (Fig.I.2.E; Fig. 1.3.Ha).

Anisotropie de gradient de flux de particules.

Lorsque la densité de particules varie sur une distance caractéristique plus petite que le rayon de Larmor des particules, il y a apparition d'une anisotropie de gradient. En effet, un secteur "voit" les particules provenant de la région de basse densité tandis que le secteur opposé reçoit celles de la région de plus haute densité. L'anisotropie du flux N est alors de premier ordre, perpendiculaire au champ magnétique local **B** (Kane, 1991; Northrop et al., 1979). En utilisant nos notations, avec $\boldsymbol{\theta 1}$ le vecteur unitaire de la direction $\theta 1$, l'anisotropie de gradient de flux s'exprime ainsi:

$$C1 = r\frac{\mathbf{B}\wedge\nabla N}{B\,N}.\theta 1 \approx r\frac{\mathbf{B}\wedge\nabla A_0}{B\,A_0}.\theta 1$$

On le vérifie simplement en considérant KET observant à l'interface (X=0) de deux demi-plans de densités différentes. Le gradient de densité est, dans ce cas d'école, perpendiculaire au champ magnétique. Ecrivons que l'anisotropie mesure la différence de flux entre la région de plus haute densité (+dX=2r) et celle de plus faible densité (-dX=-2r). Le coefficient d'anisotropie de gradient s'exprime alors, si aucune autre cause d'anisotropie n'est présente: $C1=\frac{N(dX)-N(-dX)}{N(dX)+N(-dX)}=\frac{r}{N}\frac{dN}{dX}$. Ce qui est un cas particulier de la formule précédente.

Evaluons ce que peut détecter KET et prenons en exemple le 11 février 1992 (jour 42). Ulysse a alors une vitesse de 25 km/s par rapport à Jupiter. Le champ magnétique, supposé en corotation rigide, tourne à une vitesse d'environ 1000 km/s autour de la planète, approximativement vers la queue magnétique puisque Ulysse se trouve côté crépuscule. Notons que la corotation est loin d'être évidente car Ulysse est déjà à une soixantaine de rayons joviens de la planète; les données complémentaires du plasma montrent plutôt une sur-rotation, c'est-à-dire la composition d'un mouvement de corotation et d'un mouvement vers la queue magnétique, avec une vitesse supplémentaire de 1000 km/s environ (Phillips et al., 1993). Mais gardons cette vision simpliste d'une magnétosphère en corotation pour donner un ordre de grandeur à l'amplitude de l'anisotropie attendue. En 128s, temps d'accumulation moyen de KET, un tube de champ a parcouru 1.5 Rj et la sonde seulement 3200 km, soit 1.5 fois le rayon de Larmor d'électrons de quelques MeV dans ce champ. Une brusque variation du flux d'un facteur 5 en 128s conduit à une anisotropie de gradient d'environ 10%. On rencontre quelques cas semblables dans les données de KET, mais beaucoup moins fréquents que les cas d'anisotropie de flux de particules le long du champ.

Anisotropie de corotation

La rapide rotation de Jupiter cherche à entraîner avec elle plasma et champ magnétique. Cette corotation, rigide dans la magnétosphère interne, provoque une anisotropie du flux des particules dans le référentiel de la sonde, due en d'autre terme à l'effet Compton-Getting (Compton & Getting, 1935). Son calcul n'utilise que l'invariance de la fonction de distribution par changement de référentiel lorentzien. Il s'écrit donc en fonction de la vitesse V de rotation du dipôle par rapport à un système fixe, v la vitesse des particules et **p** le vecteur unitaire de leur direction du mouvement.

Pour des électrons relativistes (v=c), nous obtenons $C1=(2+\gamma)\,\mathbf{p}.\frac{\mathbf{V}}{v}$, avec γ l'indice spectral. Le rapport V/c varie bien évidemment avec la distance R car la vitesse de corotation V s'exprime en 12.5* (R/Rj) km/s dans la magnétosphère jovienne. Pour des protons, nous avons la même expression, mais leur vitesse est bien inférieure. Pour les électrons de la voie E4, nous obtenons une anisotropie de l'ordre de quelques pourcents, amplitude qui représente la limite inférieure d'anisotropie à laquelle se superposent toutes les autres. D'après la figure I.3.Ea, il ressort aussi que les anisotropies sont beaucoup plus fortes à la sortie, c'est-à-dire dans la queue, au moins en moyenne.

Pour les protons P4, cette dernière remarque tient aussi (Fig. 1.3.Eb). Leur anisotropie de corotation, calculée avec un indice spectral de 3.5, est beaucoup plus forte en valeur absolue que celle des électrons mais ne correspond qu'au minimum de l'anisotropie observée, dès que l'on s'éloigne de Jupiter. Si elle est inférieure à l'anisotropie observée, cela peut être attribué à l'intervention d'autres anisotropies et au manque de corotation rigide du champ jovien (Hill, 1979), à partir de 20 Rj, observée depuis Pioneer 10 (Northrop et al., 1974). Notons que l'anisotropie représentée n'a pas été calculée en utilisant la direction du champ magnétique puisque l'anisotropie de corotation est dirigée perpendiculairement à l'axe de rotation sans référence formelle au champ. De ce fait, la moyenne effectuée brasse des phénomènes différents et n'est indicative que d'un comportement global.

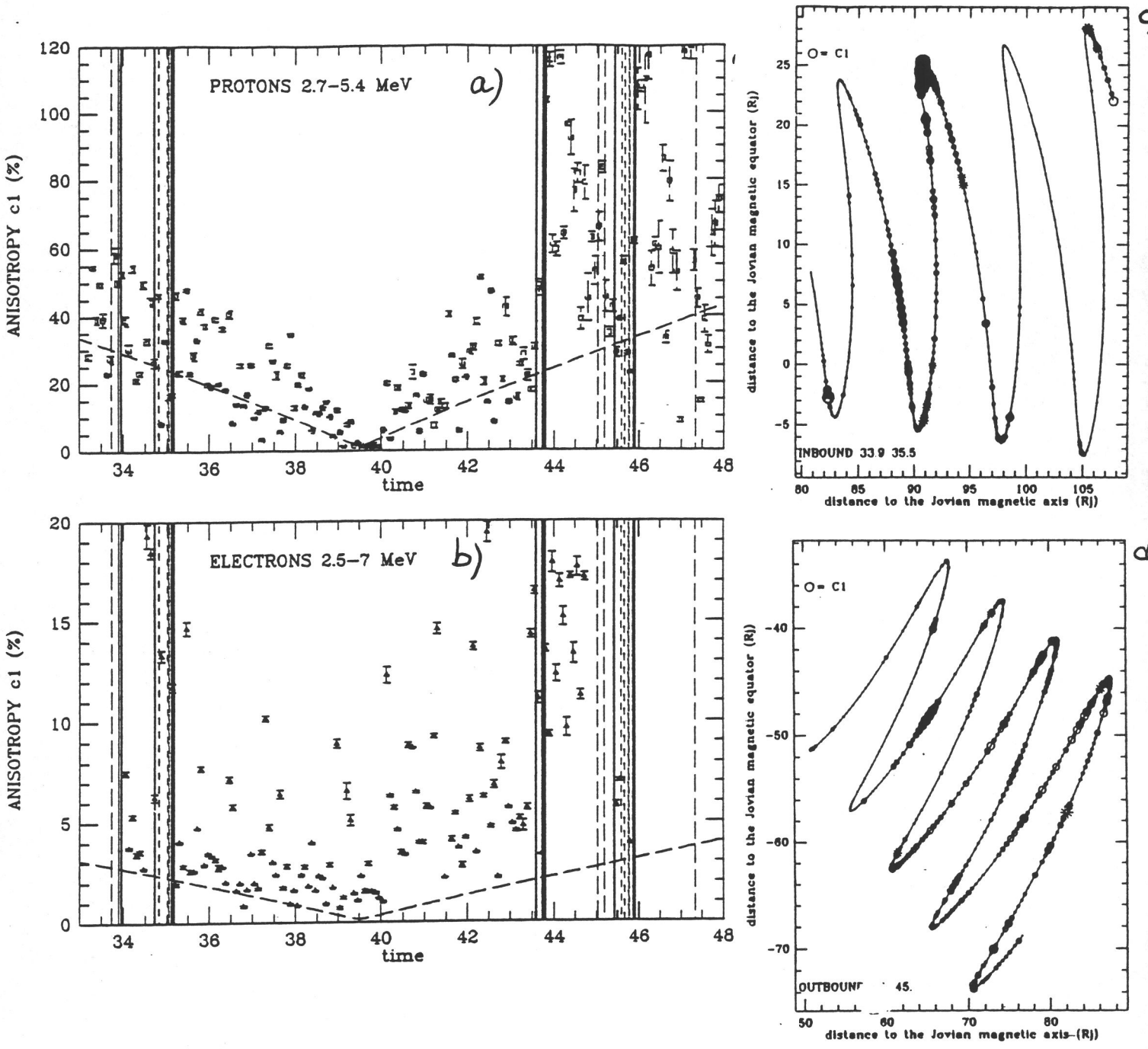


Fig. I.3.E: *Anisotropie monodirectionnelle dans la magnétosphère jovienne*

*Les anisotropies monodirectionnelles des protons (**a**) et des électrons (**b**) de quelques MeV évoluent tout au long de la traversée de la magnétosphère. En pointillé, l'anisotropie de corotation calculée dessine l'enveloppe inférieure de l'anisotropie monodirectionnelle observée car bien d'autres causes d'anisotropie sont présentes, et la corotation est imposée aux tubes de flux seulement dans la magnétosphère interne. La "sur-rotation" imprimée aux lignes de champ et visible dans les données plasma, côté crépuscule, est aussi claire aux énergies de E4. Elle se surperpose à des courants de particules le long du champ (§I.1.4) dans les régions très externes de la magnétosphère côté jour (**c**) et côté crépuscule (**d**, comme indiqué sur la figure (c et d) où l'anisotropie C1 des électrons est superposée aux portions de la trajectoire d'Ulysse.*

La Table I.3.D récapitule les différentes causes d'anisotropie dans une magnétosphère, ainsi que l'ordre d'anisotropie correspondant et la direction d'arrivée des particules relativement à l'orientation du champ magnétique. Ayant clarifié nos moyens d'analyse et les anisotropies sans surprise, nous allons maintenant insister sur les découvertes de KET dans la magnétosphère.

Phénomène physique	Ordre de l'anisotropie	Direction / champ magnétique
Gradient de densité	1	Perpendiculaire
Injection de particules Ouverture d'un tube de flux fermé	1	Parallèle ou antiparallèle
Corotation	1	Perpendiculaire à l'axe de rotation de la planète
Piégeage sans absorption visible avec injection à haute latitude	2	Parallèle

Table I.3.D: *Tableau récapitulatif des différentes anisotropies*

I.3.3 Les anisotropies observées par KET: découvertes

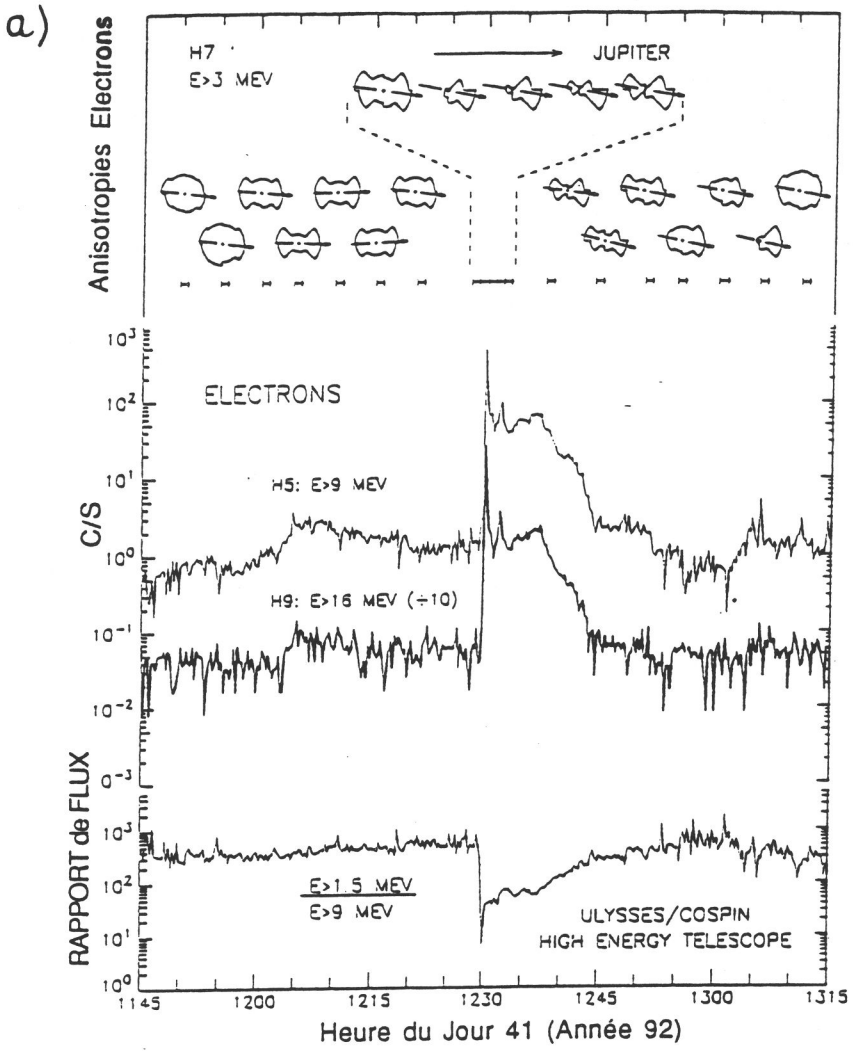
Anisotropie de courant de particules

Une injection de particules dans un tube de champ conduit à une anisotropie unidirectionnelle et parallèle au champ. Si la ligne de champ est fermée, et vu le temps d'aller-retour des électrons (§I.1.5) et la résolution de 2 minutes de KET, s'y ajoute une composante bidirectionnelle. Si celle-ci est absente, on en conclut que le tube de flux est ouvert. L'ouverture d'un tube de flux sans injection conduit pareillement à une anisotropie dont la durée est fonction du nombre de particules préalablement dans le tube.

Bouffées d'électrons

Des bouffées d'électrons (Simpson et al., 1992b) ont été détectées, dans la magnétosphère médiane côté nuit, par l'expérience HET (McKibben et al., 1993). KET n'a pas une résolution temporelle suffisante pour apporter du nouveau là-dessus, mais nous avons confirmé les observations de HET (Fig. I.3.F) et quantifié le nombre d'électrons entr'aperçus de la sorte. Résumons les caractéristiques de ces bouffées d'électrons: l'accroissement du flux d'un facteur 40 parfois en un temps caractéristique de l'ordre de quelques minutes. Le durcissement du spectre est rapide, la décroissance du flux diffusive. L'anisotropie est d'abord bidimensionnelle, puis monodirectionnelle, vers la queue, puis à nouveau bidirectionnelle à la fin de l'événement. Vu sa direction, l'accélération ou l'injection des particules se situe entre Ulysse et Jupiter. Comme explication alternative, la montée rapide de flux laisse envisager des reconnexions magnétiques du côté nuit.

Prenons, par exemple, l'événement du jour 42 à 1h (Fig. I.3.F). En corrigeant du temps mort de l'électronique, et en utilisant la voie E12, on obtient 420 c/s pendant la bouffée d'électrons. En considérant la géométrie d'un faisceau collimaté parallèle, la surface efficace de KET est Seff=5 *0.5 cm^2. Pour une surface balayée lors de l'événement de 10^{21} cm^2 et une durée de l'événement de 18 minutes, une telle "éruption" relâche $420*10^{21}*18*60/2.5 \approx 2.10^{26}$ électrons de plus de 7 MeV. L'estimation à partir des données de l'expérience HET (§ 1.3) aboutit à environ 10^{26} électrons de plus de 16 MeV (McKibben et al., 1993). Leur étude montre, en utilisant le modèle de Connerney (§I.1.4), que les lignes de champ correspondantes ont une distance à l'équateur de plus de 30 Rj, et surtout qu'elles sont fermées comme l'indique l'apparition de la distribution bidirectionnelle.



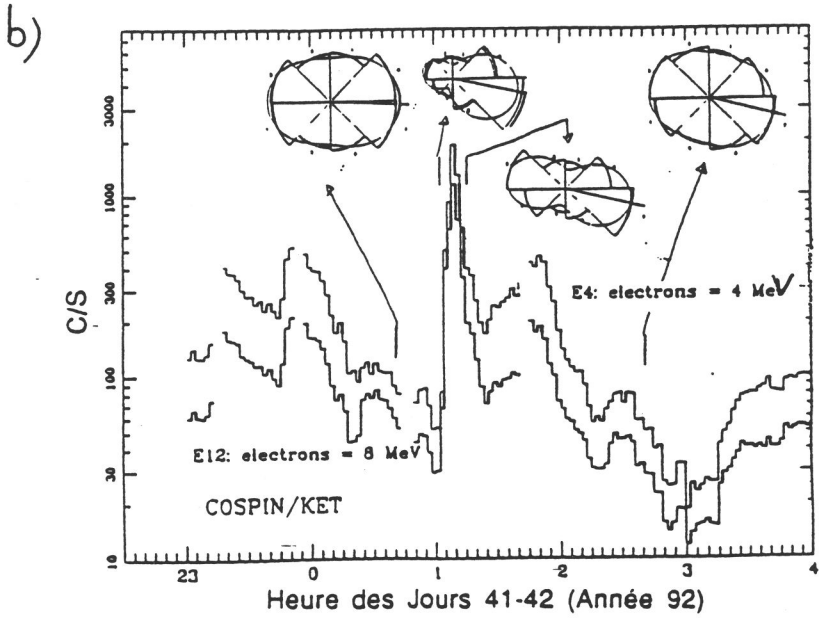


***Fig. I.3.F:** "Bouffées" d'électrons côté nuit: HET (**a**: McKibben et al., 1993) et KET (**b**) ont observé des bouffées d'électrons caractérisées par des augmentations de flux très rapides et par une grande anisotropie de courant puis d'aller-retour des particules le long du champ.*

Calotte polaire

Le 8 février 92 (ou jour 39) Ulysse est passé au plus près de la planète géante. Les détecteurs ont été saturés pendant presque toute la journée, excepté de 6h à 7h30. Il est facile de s'en assurer en comparant les flux électrons de E4 et protons de P4. A 6 heures, le flux, tel que le mesurent toutes les expériences de particules, descend à son niveau interplanétaire; à l'exception notable de notre voie E4 où il reste à un niveau 20 à 100 fois supérieur au(x) niveau(x) interplanétaires (Fig. I.3.G). Les protons de l'expérience AT ne montrent plus aucune corotation mais, au contraire, une anti-corotation (Cowley et al., 1993); le rapport protons sur hélium est, lui aussi, interplanétaire. Tous les indices montrent qu'Ulysse vogue au-dessus de la calotte polaire Nord (§I.1.2), la distance à l'axe magnétique étant d'approximativement 10 Rj (Simpson et al., 1992b). Ulysse avait de plus frôlé cette région pendant les deux périodes de rotation précédentes. Ceci montre encore le caractère "aplati" de la magnétosphère jovienne lors de la traversée d'Ulysse. Notons la discussion dans Cowley et al.(1993) autour du terme de "calotte" car deux des passages pourraient sans doute briguer celui de "cornet", Ulysse étant à des heures locales de 8h20 (jour 38) et 6h (Jour 39). Les anisotropies électrons et protons sont fortes, essentiellement monodirectionnelles et antiplanétaires; la petite proportion de second ordre révéle que quelques rares lignes de champ sont fermées. Les électrons remplissent une région plus étendue que les protons, comme souvent; leur flux plus élevé que le niveau magnétosphérique pourrait indiquer qu'ils s'échappent par là de la magnétosphère (Zarka et al., 1993).

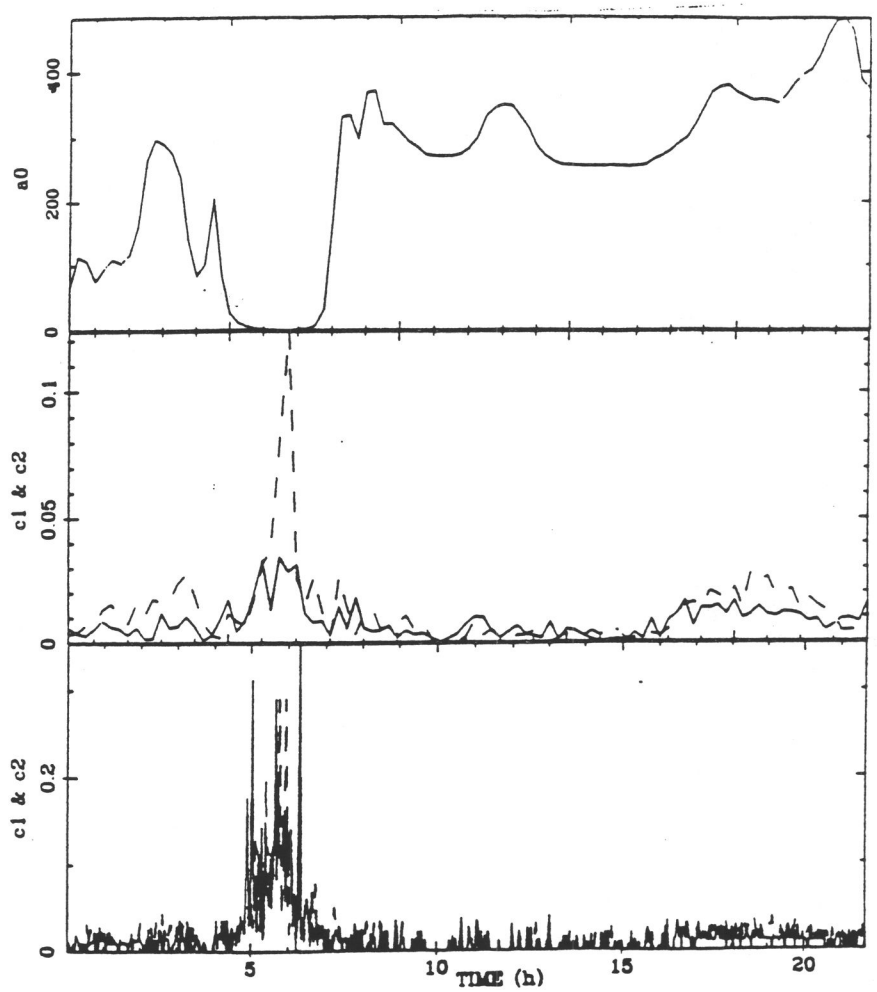


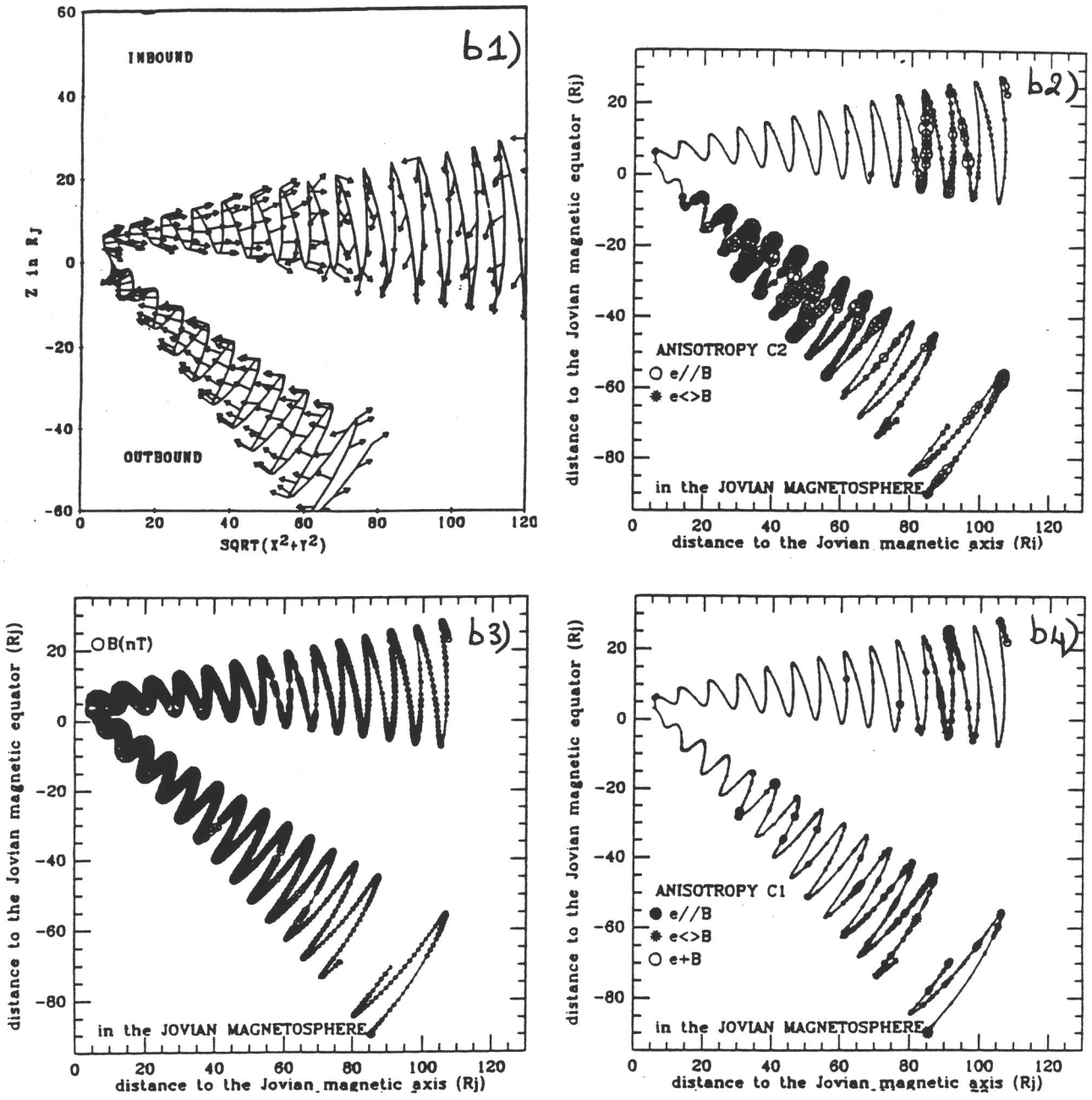
Fig. 1.3.G: *Calotte polaire observée par les électrons de KET à la latitude magnétique de 48°N*
Le flux de E4 est saturé si ce n'est autour de 6h le jour 39 (cf a0, moyenne des flux des huit secteurs en part./s), où nous calculons des anisotropies significatives en C1 (traits pleins) et C2 (pointillés). C1 indique le courant d'électrons sur des lignes de champ ouvertes. Les variations des coefficients sont intégrées sur 15 minutes (au milieu) et sur 2 minutes (en bas).

Couches limites

Les fortes anisotropies observées par KET à l'entrée et la sortie d'Ulysse dans la magnétosphère externe, visibles en Fig I.2.E sont aussi pleines d'enseignement, nous les étudierons au chapitre prochain...

I.3.4 Les différentes régions de la magnétosphère vues par KET

Cette étude des anisotropies des particules observées par KET met quantitativement en relief les différences dans la nature des lignes de champ de la magnétosphère jovienne. Ceci illustre l'intérêt des électrons comme traceurs du champ magnétique et permet de déterminer en quelle région magnétosphérique et sur quel type de lignes de champ Ulysse se trouve.



Pour ce faire, la traversée de la magnétosphère est divisée en quatre phases, deux côté jour et deux côté nuit, en omettant le laps de temps correspondant à l'arrêt des hautes tensions. Les

histogrammes de phase des différentes observables physiques sont réalisés sur un nombre entier d'intervalles de dix heures (10 h<->360°). Nous imposons des conditions pour que l'anisotropie soit significative, Ci-ΔCi>0, et que le champ magnétique soit non loin du cône d'observation:

$35° < \theta_B < 135°$.

Développons les distinctions des différentes régions de la magnétosphère, introduites depuis la première visite de Pionier 10, à l'aide des observations de KET (Fig.1.3.H b1-b4 sur la page en regard et Fig. 1.3.H a1-a7 sur la page suivante).

-La magnétosphère interne montre un champ sagement dipolaire(b1, b2) en corotation rigide; les histogrammes de champ confirment (a3, a4) que le maximum d'intensité du champ est à la longitude 150° au Nord et 0° au Sud! KET était mal placé pour voir une anisotropie parallèle au champ à son entrée; l'absence d'anisotropie (b3) témoigne néanmoins d'une corotation des lignes de champ sans grand événement, à l'exception du passage dans la calotte polaire. KET a constaté un flux de protons quasi-interplanétaire alors que celui des électrons restait au moins 20 fois supérieur. Cela favorise l'idée d'une couche limite d'électrons à hautes latitudes plus large que celle des protons.

-La magnétosphère médiane est le siège d'un champ magnétique organisé par les influences du magnétodisque et du dipôle (b1). Elle est riche en anisotropie du second ordre (b4), surtout dans la phase de sortie (a5), où le plan d'observation est mieux orienté pour l'étude des anisotropies. En revanche, les anisotropies du premier ordre sont nettement moins fréquentes; intermittentes, elles sont dues aux bouffées d'électrons mentionnées plus haut. Flux et anisotropies sont marqués par les différentes traversées du magnétodisque et les retards ou avances de celui-ci correspondent aux prévisions: retard côté aurore où corotation rigide et convection agissent à l'opposé sur une ligne de champ et une avance temporelle côté nuit où les deux phénomènes s'additionnent. L'anisotropie du second ordre montre un histogramme anticorrélé avec celui du champ (a4-a5): la région des particules piégées est vue aux plus basses latitudes magnétiques.

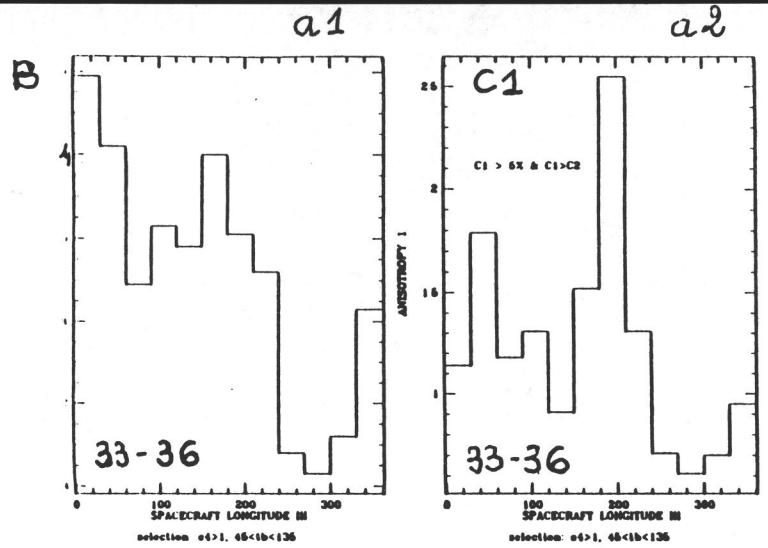
-La magnétosphère externe et les régions frontières sont caractérisées par la présence de fortes anisotropies du premier ordre (Fig. b3) dans un champ désorganisé et non dipolaire (b1); nous sommes devant une magnétosphère très dynamique, avec un mélange de lignes de champ fermées et ouvertes. Alors que les sondes précédentes avaient eu trop à faire avec l'établissement d'un modèle de champ magnétique, l'étude des régions internes et la caractérisation globale de la magnétosphère, Ulysse a permis l'étude plus approfondie de ces régions externes et nous y consacrerons le chapitre suivant. Le champ magnétique reste grosso modo d'amplitude constante (b2), de 5nT à l'entrée à 3.5 nT à la sortie; il ne montre pas clairement de dépendance avec la longitude (Balogh et al., 1992), contrairement à ce qu'ont apparemment observé Lepping et ses collègues (1981). Cependant, l'amplitude du champ n'est pas totalement équidistribuée suivant la longitude et a gardé quelque mémoire partielle de ses attaches planétaires (a1). L'anisotropie C1 augmente quand le pôle Nord pointe vers le Soleil (a2) et qu'Ulysse observe des lignes de plus hautes latitudes magnétiques.

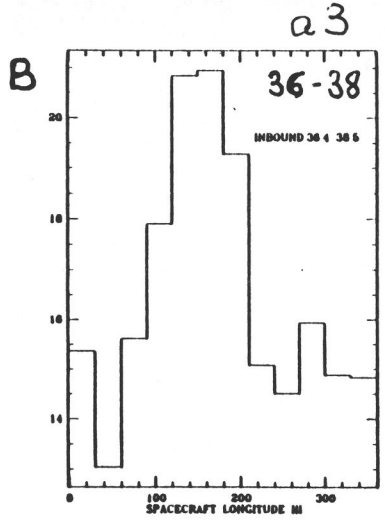
C'est cette magnétosphère externe que nous allons maintenant étudier en portant notre attention sur les régions frontières de la magnétosphère, régions dynamiques et complexes où les électrons relativistes vont nous aider à "tracer" le champ magnétique...

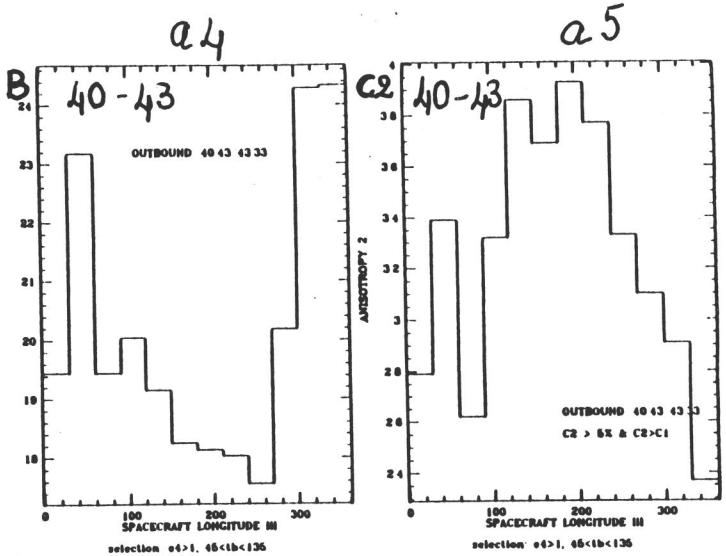
***Fig. I.3.H:** Résumé des observations de KET*

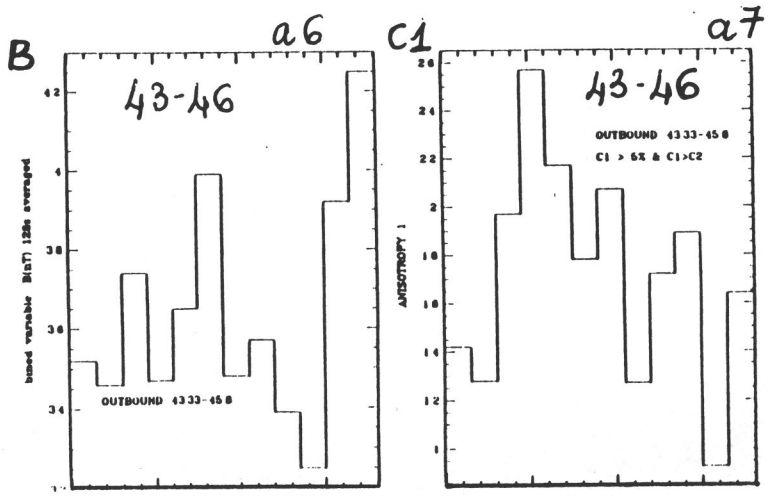
***a)** Page suivante: Histogrammes d'anisotropies et d'intensité du champ pour différentes régions de la magnétosphère (cf texte):*

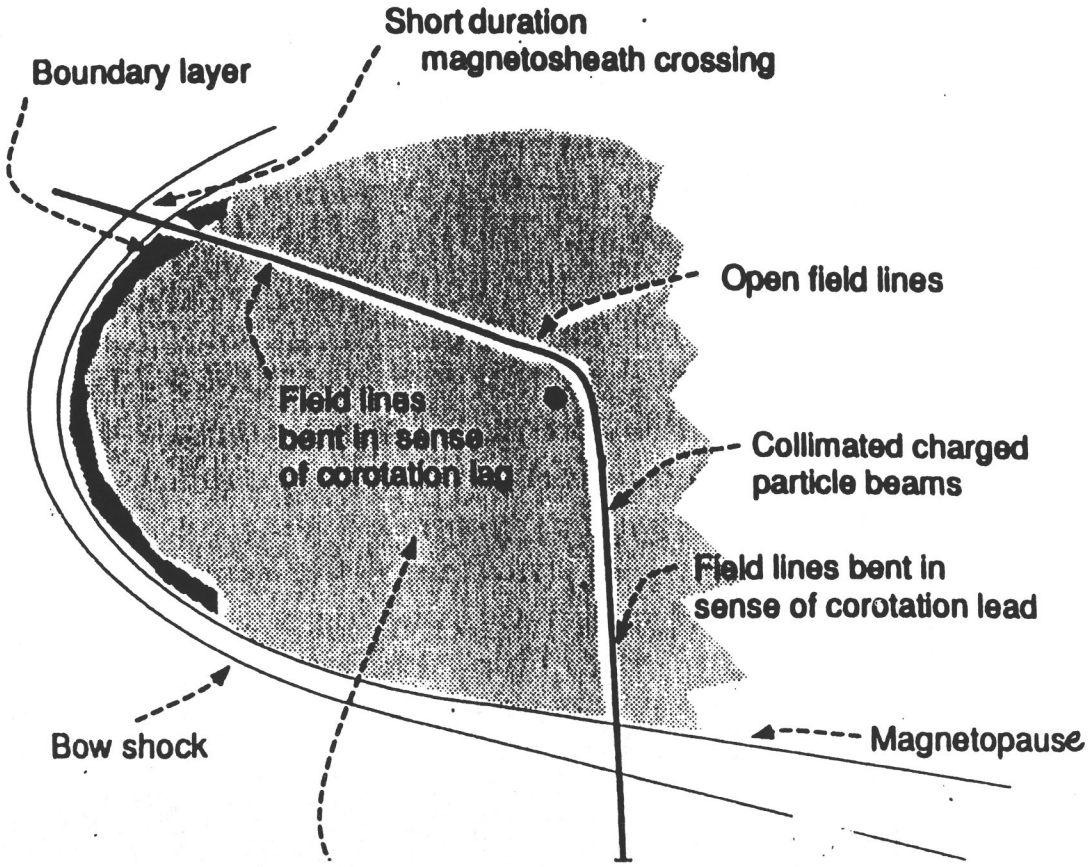
***b)** Page en regard: Trajectoire d'Ulysse dans le repère du dipôle magnétique avec en surimposition: la direction (b1) et la norme (b2) du champ magnétique; l'anisotropie des électrons de KET, monodirectionnelle (b3) et bidirectionnelle (b4). La taille du point est proportionnelle à la grandeur.*


a1
a2
B
C1
33-36
33-36
SPACECRAFT LONGITUDE III
SPACECRAFT LONGITUDE III


a3
B
36-38
INBOUND 36 4 38 5
SPACECRAFT LONGITUDE III


a4
a5
B
40-43
C2
40-43
OUTBOUND 40 43 43 33
OUTBOUND 40 43 43 33
C2 > 6% & C2>C1
SPACECRAFT LONGITUDE III
SPACECRAFT LONGITUDE III


a6
C1
a7
B
43-46
43-46
OUTBOUND 43 33 - 45 8
OUTBOUND 43 33 - 45 8
C1 > 6% & C1>C2


Short duration
magnetosheath crossing
Boundary layer
Open field lines
Field lines
bent in sense
of corotation lag
Collimated charged
particle beams
Field lines bent in
sense of corotation lead
Bow shock
Magnetopause

C | A | U Institut für Experimentelle und Angewandte Physik
Abteilung Extraterrestrische Physik
Arbeitsgruppe Prof. B. Heber
Heliosphärische Astroteilchenphysik

The Propagation of Jovian Electrons in the Heliospheric Magnetic Field

O. Sternal[1] – R.A. Burger[2] – P. Dunzlaff[1] – S.E.S. Ferreira[2] – H. Fichtner[3] – B. Heber[1] – A. Kopp[1,3] – M.S. Potgieter[2]

1: Institut für Experimentelle und Angewandte Physik, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Leibnizstr. 11, 24118 Kiel, Germany
2: School of Physics, North-West University, 2520 Potchefstroom, South Africa
3: Institut für Theoretische Physik, Lehrstuhl IV: Weltraum- und Astrophysik, Ruhr-Universität Bochum, 44780 Bochum, Germany

Abstract

The propagation of energetic particles in the heliosphere is described by the Parker transport equation including the physical processes of diffusion, drift, convection and adiabatic energy changes. For the inner heliosphere the Jovian magnetosphere appears to be the dominant source of energetic electrons. Therefore, the so-called Jovian electrons are nearly perfect test particles to study transport theories. In this contribution we present model calculations of the electron flux in Parker- and Fisk-type heliospheric magnetic field configurations.

Introduction

Energetic particle spectra are strongly modulated by the heliospheric magnetic field (HMF) and the solar wind (SW). The intensity of this influence varies periodically depending on the 22-year solar cyle, see e.g. Heber & Potgieter [1].
Many models investigating particle modulation employ a Parker-type HMF configuration, see e.g. Ferreira [2] or Lange et al. [3]. But since the global structure of the HMF during solar minimum conditions is still an open question, its possible influence on the latitudinal particle diffusion has to be discussed also for Fisk-type fields, see e.g. Burger & Hitge [4].

Energetic Particles in the Heliosphere

The propagation of energetic particles in the heliosphere is described by Parker's transport equation

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \underbrace{\vec{\nabla}\cdot\left(\hat{\kappa}\left(\vec{\nabla}f\right)\right)}_{\text{diffusion}} - \underbrace{\vec{u}_{\text{sw}}\cdot\left(\vec{\nabla}f\right)}_{\text{convection}} + \underbrace{\frac{1}{3}\left(\vec{\nabla}\cdot\vec{u}_{\text{sw}}\right)\frac{\partial f}{\partial\left(\ln P\right)}}_{\text{adiabatic energy changes}} + \underbrace{S}_{\text{sources}} \qquad (1)$$

including the important physical processes influencing the particles' distribution function f. The diffusion is described by a tensor $\hat{\kappa}$ in magnetic field aligned coordinates

$$\hat{\kappa} = \begin{pmatrix} \kappa_{\parallel} & 0 & 0 \\ 0 & \kappa_{\perp,\mathrm{r}} & 0 \\ 0 & 0 & \kappa_{\perp,\theta} \end{pmatrix} \qquad (2)$$

with $\kappa_{\parallel}$ for the diffusion along the field lines and $\kappa_{\perp,\mathrm{r}}$ and $\kappa_{\perp,\theta}$ perpendicular to the field lines in radial (r) and in latitudinal (θ) direction.

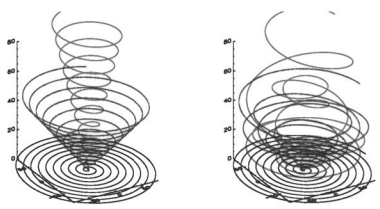


Figure 1: The field lines in a Parker HMF (left) and a Fisk-Parker hybrid HMF (right).

The HMF Configuration

Different models explaining the HMF configuration were developed in the past. Burger & Hitge [4] suggested the HMF to be described by a hybrid model of the Parker and Fisk fields with the restriction of an isotropic solar wind velocity. Figure 1 illustrates the tree-dimensional configuration of the magnetic field lines for a simple Parker field (left panel) and a Fisk-Parker hybrid HMF (right panel).

The 7 MeV Electron Flux in a Parker HMF

For our calculations with a Parker HMF we employ the diffusion tensor from Ferreira [2] who derived $\kappa_{\parallel} = f(r,P)$, $\kappa_{\perp,\mathrm{r}} = \delta\cdot\kappa_{\parallel}$ and $\kappa_{\perp,\theta} = \varepsilon\cdot\kappa_{\parallel}\cdot F(\theta)$, where a function $F(\theta)$ is introduced to enhance $\kappa_{\perp,\theta}$ at higher latitudes during solar minimum. The diffusion tensor for solar minimum conditions is displayed in Fig. 2.

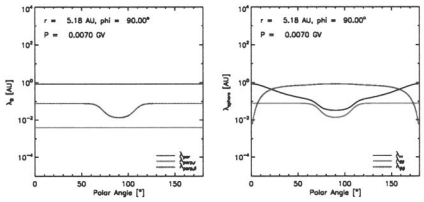


Figure 2: Particle mean free path for the Parker field: HMF coordinates (left) and spherical coordinates (right).

The calculated 7 MeV electron flux is shown in Fig. 3.

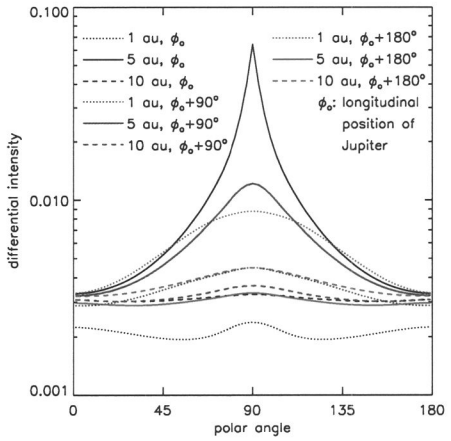


Figure 3: Latitudinal profiles of the 7 MeV electron flux for different heliographic longitudes and radial distances to the Sun in a Parker HMF.

The 7 MeV Electron Flux in a Hybrid HMF

For the diffusion in the hybrid field, we use the diffusion tensor mentioned above, but with $F(\theta)$ set to unity, see Fig. 4.

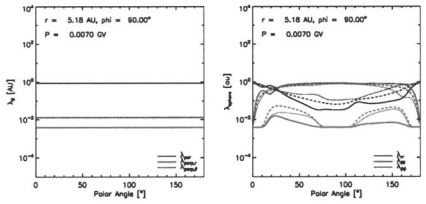


Figure 4: The same as Fig. 2, but for the hybrid field.

The electron flux calculated for the hybrid field is displayed in Fig. 5.

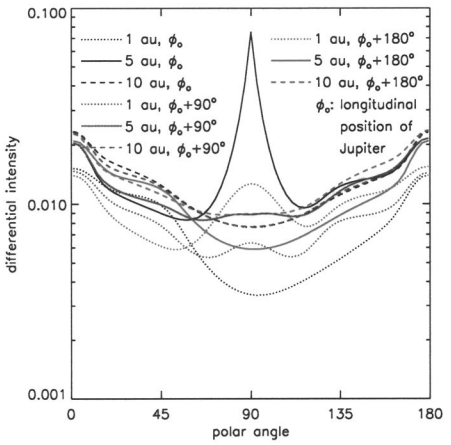


Figure 5: The same as Fig. 3, but for the hybrid field.

Conclusions

Comparing the model results for the 7 MeV electron flux, we have shown that both the Parker HMF with the assumtpion of an enhanced latitudinal transport during solar minimum and the Fisk-Parker hybrid HMF (Burger & Hitge [4]) can reproduce the Ulysses measurements. From these calculations, a decision which description of the chosen HMF properties explains the conditions during solar minimum cannot be made. Further investigation of particle propagation using different HMF models will be needed in order to contribute to the open question of the global HMF configuration.

References

[1] B. Heber and M. S. Potgieter. *Space Science Reviews*, 127:117–194, December 2006.

[2] S. E. S. Ferreira. PhD thesis, Potchefstroomse Universiteit , South Africa, 2002.

[3] D. Lange, H. Fichtner, and R. Kissmann. *Astron. Astrophys.*, 449:401–410, April 2006.

[4] R. A. Burger and M. Hitge. *Astrophys. J. Lett.*, 617:L73–L76, December 2004.

I.4. LES FRONTIERES

Now all the land another prospect bore
Ye Gods, he cry'd, upon what barren coast,
In what new region is Ulysses tost? (Pope, in Homer's Odyssey)

I.4.1 Croisement et dynamique de la magnétopause

L'équilibre de la magnétosphère est sans cesse remis en cause par la variation de pression exercée par le vent solaire, pression contrebalancée à Jupiter non seulement par la pression du champ magnétique mais aussi par la pression du plasma chaud et du magnétodisque (§I.1.1). Le nombre de rencontres de la magnétopause effectuées par Ulysse (table I.4.A) témoigne de la variabilité de la magnétosphère.

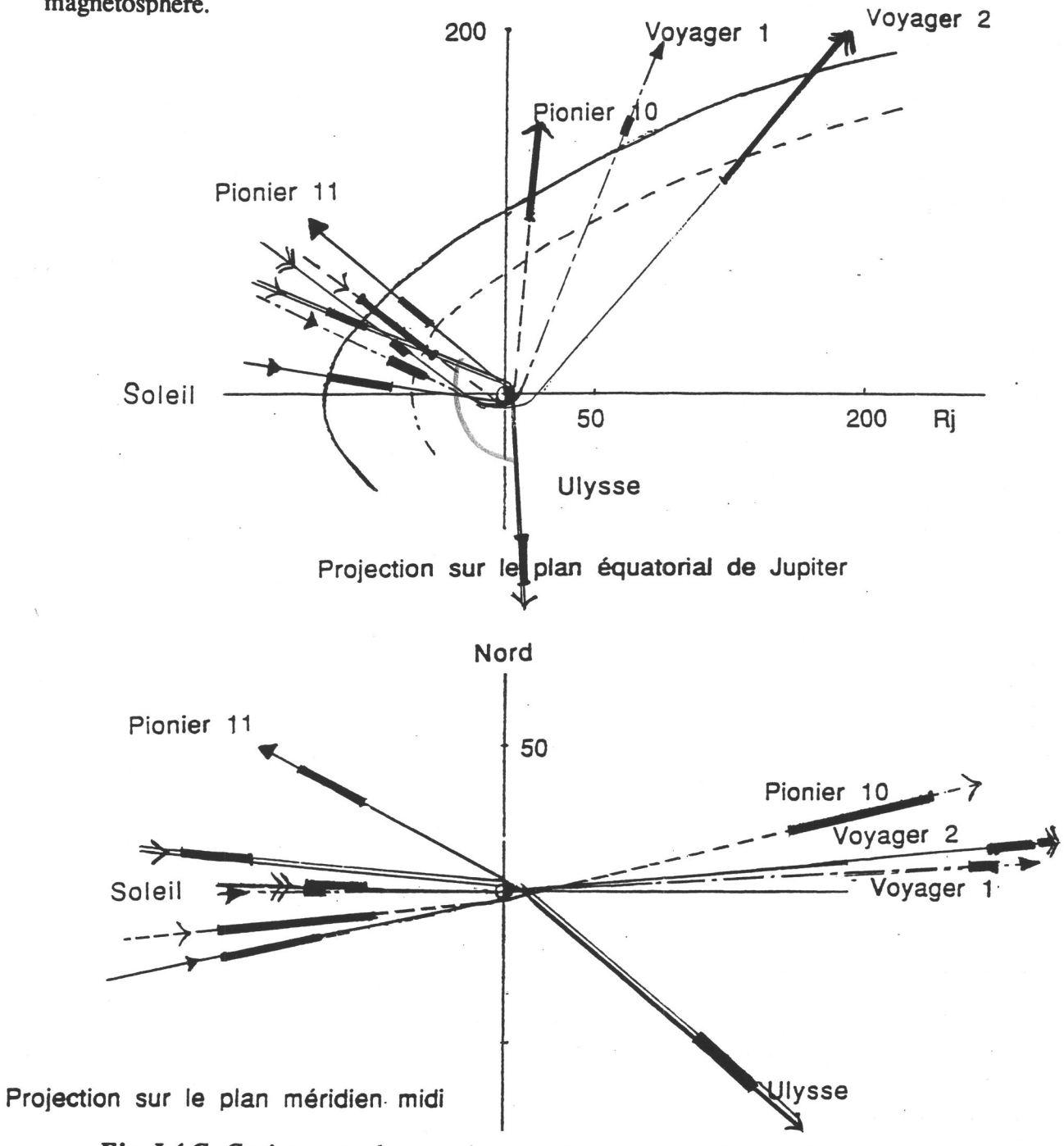


Fig. I.4.C: *Croisements de magnétopause jovienne des cinq sondes. Les segments en traits gras le long des trajectoires indiquent les intervalles où la magnétopause a été traversée par chacune des sondes (cf table I.4.B).*

La Table I.4.B est un relevé des frontières repérées par les expériences plasma à bord des cinq sondes spatiales; elle permet de voir cette variabilité de la magnétosphère jovienne par le nombre des croisements de magnétopause et la variété des distances à la planète auxquelles ils se sont produits. La synthèse tentée entre les observations des cinq sondes est ardue car les identifications de frontières varient historiquement au sein d'une même équipe et des expériences diverses (champ magnétique et plasma par exemple) peuvent aboutir à des identifications différentes. Nous verrons plus loin que les divergences de vue entre les expériences sont aussi pleines d'enseignement.

La magnétosphère jovienne, lors de l'entrée d'Ulysse, est beaucoup plus étendue que celle observée par les sondes Voyager (Table I.4.B). Quant aux sondes Pioneers, elles avaient traversé une magnétosphère de même taille approximativement mais en train de se contracter en raison de la pression croissante de la pression du vent solaire d'alors (Wolfe et al., 1974). Celle du 2 février 1992 (Jour 33) est apparue en pleine expansion, à la vitesse d'environ 100 km/s (Bame et al., 1992). L'épaisseur de la magnétogaine, moins de 4 Rj, est faible par rapport aux valeurs prédites théoriquement, et mesurées usuellement. Ulysse a fait son entrée dans une magnétosphère en expansion avant qu'une région interplanétaire de forte compression magnétique- ou CIR (§ II.1.2)- ne heurte justement la magnétosphère jovienne et n'aille la comprimer. Ce type de phénomène a été étudié par Smith et al. (1978) à l'aide des observations simultanées des sondes jumelles Pioneers, quand elles étaient toutes deux proches de Jupiter: les entrées/sorties de Pioneer 10 sont parfois corrélées avec des passages de CIR observées dans l'espace interplanétaire par Pioneer 11.

JOUR	HEURE	TYPE	Distance Rj	Latitude	Longitude	Longitude subsolaire
33	17h33	SW-Msh	113	-4	7	341.5
33	21h35	Msh-BL	110	11.5	152	127
33	22h20	BL?	109	14.2	180	154
33	23h	**BL-Msp**	109	15	**204**	**178**
34	16h55	*Msp-BL*	96	9	*134*	*108*
34	17h20	BL-Msh	95	12	149	123
34	19h45	Msh-BL	93	14	234	208
35	0h25	BL-Msh	90	-2	46	20
35	1h	Msh-BL	89	0	73	46
35	1h25	BL-Msh	89	1.5	83	56
35	2h50	Msh-BL	88	10	135	108
35	4h	**BL-Msp**	87	15	**177**	**150**
			Jupiter			
43	13h37	*Msp-BL*	83	-28	*170*	*269*
43	13h57	BL-Msh	83	-27	182	280
43	17h	Msh-BL	85	-35	290	29
43	17h40	**BL-Msp**	86	-40	**315**	**54**
43	18h20	*Msp-BL*	86	-43	*339*	*77*
43	19h10	BL-Msh	87	-45	4	102
45	0h37	Msh-SW	108	-43	337	74
45	4h28	SW-Msh	112	-33	135	231
45	9h45	Msh-BL	115	-40	336	64
45	10h30	**BL-Msp**	116	-46	**5**	**100**
45	14h	*Msp-BL*	118	-34	*126*	*221*
45	16h	**BL-Msp**	120	-27	**198**	**294**
45	18h15	*Msp-BL*	122	-33	*271*	*7*
45	18h25	**BL-Msp**	122	-35	**283**	**18**
45	20h45	*Msp-BL*	124	-46	*8*	*103*
45	21h40	BL-Msh	124	-46	44	139
47	7h55	Msh-SW				

***Table I.4.A:** Frontières de la magnétosphère jovienne: les observations d'Ulysse.*

D'après la table I.4.A, les longitudes des entrées dans la magnétosphère ne sont pas uniformément réparties. Une prédiction sur les longitudes joviennes des croisements de magnétopause a été énoncée avant les traversées des sondes Voyager: les entrées dans la magnétosphère auraient lieu dans un secteur longitudinal privilégié (200-380°), dit actif, où la magnétosphère montrerait un renflement (Dessler, 1978; Dessler et Vasyliunas, 1979). Le tableau I.4.A les répertorie pour Ulysse, la table I.4.C pour les 5 sondes. Déjà, Vasyliunas et Dessler (1981) avaient tiré des conclusions sombres mais non désespérées des observations des Voyager: le secteur privilégié n'était pas vraiment privilégié. Nous y ajoutons maintenant les observations d'Ulysse. La différence annoncée entre les longitudes des sorties et celle des entrées n'est pas observée, l'effet d'un secteur actif interne sur la topologie de la magnétosphère externe reste à démontrer. En revanche, le mouvement du dipôle autour de l'axe de rotation de la planète entraîne un mouvement d'ensemble de la magnétopause expliquant sans doute la distribution des croisements (Engle, 1992; § I.5.4).

SONDES	**Pioneer 10**	**Pioneer 11**	**Voyager 1**	**Voyager 2**	**Ulysse**
Date	nov 1973	nov 1974	Fev 1979	Mai 1979	Fev1992
BS (Rj)	108.9	109.7	85.7; 82.2; 72	99: 98.5; 86.6	113
M	96.4; 54; 46	97.3; 94.5	67.1; 59.1	71.7; 70.9	110; 95?; 87?
BS		77.5	55.7	66.5	
M *entrée*		64.5	53; 49; 48; 46.7	61.9	
			JUPITER		
M *sortie*	98; 121.5; 121.6	56.6; 62.7; 80	158.3; 162.8 165.4	169.1; 175.3 183.9; 253.1 262.5; 279.2 279.4	82.6; 85.6; 86 101?; 103?; 107?
BS	124; 127	90.8; 94.5; 95.0	199.2; 227; 227 240; 256; 258	282.3.....>380	108.3; 111.5
M	130; 150				115.7; ?
BS	188.8; 220.5; 221.6; 223; 225; 227; 228; 231; 236; 241; 241.9 242; 242; 242.6				149.2

Table I.4.B: *Tableau récapitulatif pour toutes les sondes des traversées (Distances en Rj) d'onde de choc (BS) et de magnétopause (M) à Jupiter à partir des données plasma (Gehrels, 1976, p858; Dessler, 1983, p44; Bridge et al., 1979a, b). Les pointillés dans les colonnes des sondes Voyager signifient que nous ne disposons que des premières et dernières rencontres (V2, V1).*

Observations	Pioneer 10	Pioneer 11	Voyager 1	Voyager 2	Ulysse
MP (Rj) *entrée*	96-46	97-64	67-47	67-62	109-87
sortie	98-150	57-80	158-165	169-279	80-107
nombre de MP	<----------11/14---------->		0/7 (10-173°)	9/14	8/12
λ =200-380°?					
region explorée originale		Midi hautes latitudes	Aurore	Aube queue	**Crépuscule SUD**
Magnétosphère *à l'entrée*	<----------étendue---------->		<--------- comprimée--------->		**en expansion**

Table I.4.C: *Cinq visites à Jupiter. Les deux premières lignes relèvent les distances auxquelles chacune des sondes a croisé la magnétopause: en terme de distance (Rj) et de longitudes de la sonde (nombre de croisements dans l'intervalle λ [200, 380°]/ nombre total). Est ensuite indiquée la région découverte par chaque sonde et l'état de la magnétosphère lors de chaque première entrée.*

Electrons et protons de quelques MeV ne dessinent d'ailleurs pas les mêmes frontières. Le flux de protons de KET ne quitta son niveau interplanétaire que 37 heures après celui des électrons (Fig. I.2.E), décalage observé aussi, mais en moindre mesure, par Pioneer 10 (Trainor et al., 1974). De fait, les différences de masse et de vitesse expliquent que les zones de piégeage ou de confinement des électrons et des protons sont d'étendue et de variabilité différentes...

I.4.2 Reconnexion et/ou diffusion: analogie terrestre

Qu'il y ait un couplage entre une magnétosphère et le vent solaire est depuis longtemps connu grâce aux satellites terrestres. Les nombreuses observations de notre environnement planétaire, notamment des frontières magnétosphériques, l'ont établi depuis plus de vingt ans. Certes, la magnétosphère terrestre n'est pas fermée mais par quel mécanisme principal échange-t-elle de l'énergie et des particules avec le vent solaire? Là, le consensus disparait.

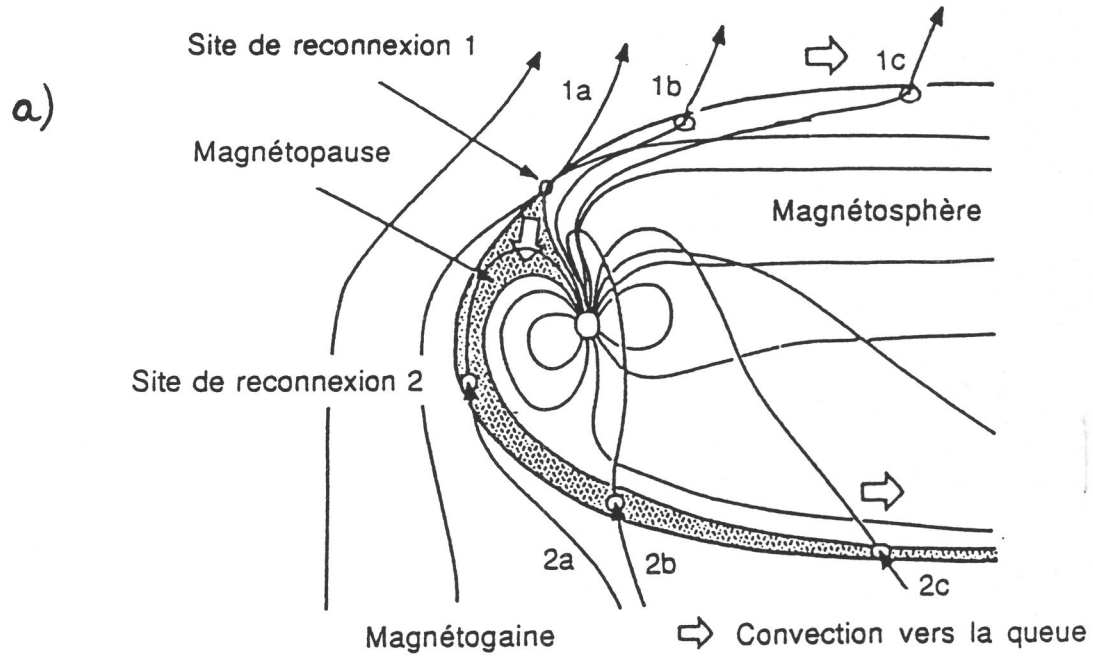
Diffusion

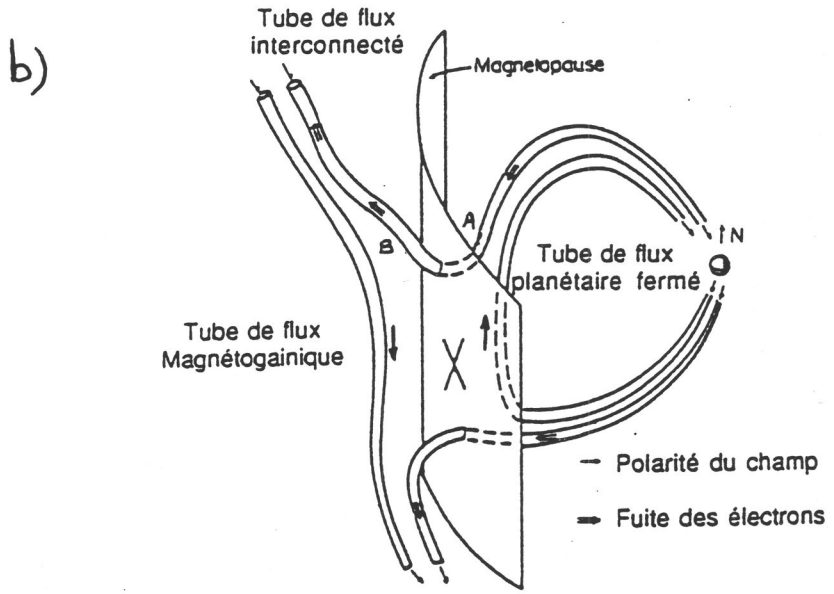
Depuis 1973, des processus de diffusion locale ont été observés surtout sur les flancs de la magnétosphère terrestre (Eastman et al., 1976; Eastman et Frank, 1982...), comme en témoignent des transitions progressives des paramètres à travers la magnétopause. Des résultats concordants ont été obtenus par HEOS-2 à travers la couche limite, ou "entry layer", à hautes latitudes du côté jour (Paschmann et al., 1976). Selon Haerendel et al. (1978), cette couche est alimentée par une diffusion turbulente locale à travers la magnétopause de haute latitude. A plus basses latitudes, la transition à la magnétopause serait plus abrupte ("eddy diffusion"). Les instabilités de Kelvin-Helmholtz, favorisées ou non par la configuration du champ magnétique de part et d'autre de la discontinuité en vitesse d'écoulement, facilitent la diffusion (Tsurutani and Thorne, 1982). Ce mécanisme est aussi invoqué pour expliquer les données de HET dans la magnétosphère jovienne (Zhang et al., 1993).

Reconnexion magnétique

Les observations de ISEE 1-2 ont révélé qu'un autre phénomène jouait un rôle significatif aux frontières de la magnétosphère terrestre, comme l'avait suggéré Dungey (1961): la reconnexion magnétique. Elle a d'abord été observée à basses latitudes par Russell et Elphic (1978, 1979), avec des transferts de flux magnétiques et de particules au travers de la magnétopause. ISEE a observé des reconnexions sporadiques, tube par tube, ou FTEs ("Flux Transfert Events"), ou quasi-stationnaire, concernant tout un ensemble de tubes. Ces processus alimenteraient de manière non négligeable la couche limite (Paschman et al., 1979, 1982; Scholer et al., 1982; Sonnerup et al., 1981, etc...). Eastman et Frank (1982) ont interprété des événements de courants de plasma à travers la magnétopause sans poser l'hypothèse de la reconnexion: celle-ci n'est pas le seul mécanisme à jouer.

La Fig. I.4.D illustre le principe de la reconnexion magnétique, par gros plans successifs. Le premier schéma (a) montre la magnétosphère dans son ensemble. Deux sites de reconnexion sont indiqués (n°1 et 2) à différentes latitudes, sur le nez de la magnétopause: celle-ci n'est alors plus imperméable mais traversée par une ligne de champ dont une extrémité est planétaire, l'autre, à l'infini, interplanétaire. Suivons l'évolution d'une ligne de champ interconnectée, avec une attache au pôle nord ici, à titre d'exemple: elle dérive vers la queue de la magnétosphère sous l'effet de la convection, soit au-dessus de la calotte polaire (1->1a->1b...), soit le long des flancs de la magnétosphère (2->2a->2b...). Le second schéma (b) porte l'attention sur le processus local de reconnexion en lui-même. Ici, la configuration adoptée est celle d'un anti-parallélisme entre les champs planétaire et interplanétaire. Les tubes de flux se connectent à travers la magnétopause, d'où une fuite immédiate des électrons relativistes, comme indiqué. Le troisième schéma (c) illustre les contraintes exercées sur ce même tube de flux nouvellement reconnecté.





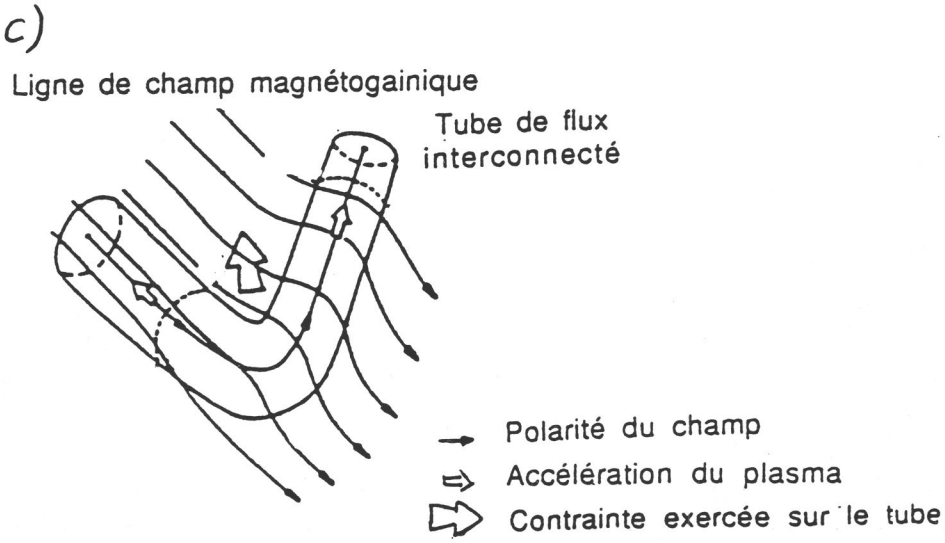


Fig. I.4.D: Principe de la reconnexion magnétique, schémas librement adaptés de: a) Maezawa, 1976; b) Speiser et Williams, 1987; c) Cowley, 1982. (Voir texte)

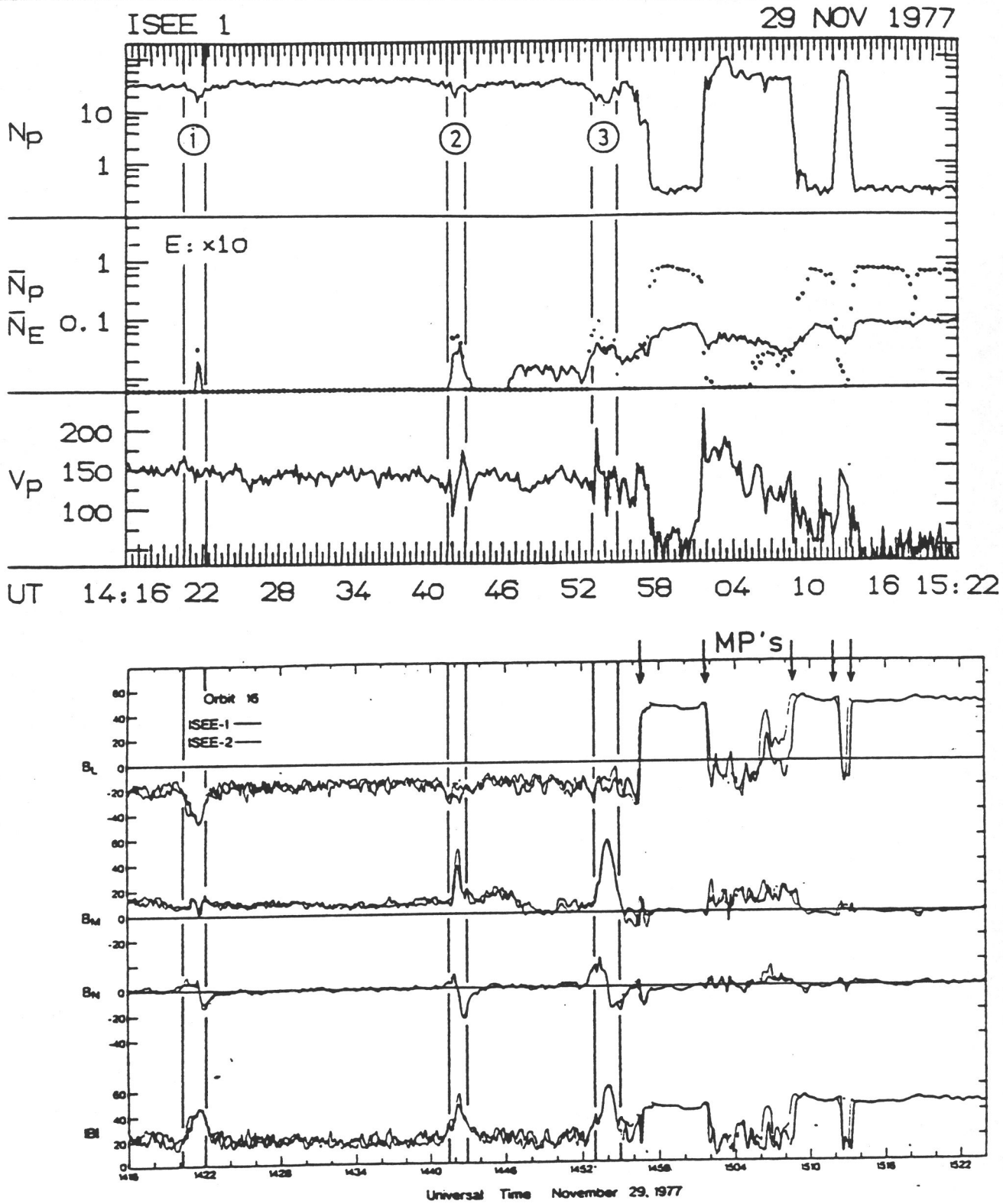


Fig. 2. Data from ISEE 1, for a one-hour period on 29 November, 1977, showing 3 FTEs, numbered 1–3, all located in the magnetosheath. There are five magnetopause crossings, the first at ~1456:30 UT, identified by the large increase in B_L. The figure shows, in the top 3 panels, the total plasma density N_p (cm^{-3}); the partial densities $\bar{N}_p$ and $\bar{N}_e$ of energetic ions between 8 and 40 keV (solid line) and electrons between 1.7 and 20 keV (dotted line), respectively; the plasma flow velocity v_p (km s^{-1}). The plasma parameters are moments of the 2D distributions. The lower 4 panels show the magnetic field components in L, M, and N boundary normal coordinates, and the total field strength (B). The field panels show both the ISEE 1 and 2 data. The spacecraft location in terms of geocentric radial distance R and GSM local time and latitude during this interval was approximately 12 R_E, 0830 hours, and 22°, respectively.

***Fig. I.4.E**: un exemple d'observation terrestre par ISEE-1 en 1977 (Paschmann et al., 1982). La reconnexion magnétique induit des variations de direction du champ, de flux et d'anisotropies des particules, que nous sommes bien à même d'observer avec Ulysse si elles sont présentes.*

C'est ce type de déformation de la direction du champ magnétique que nous diagnostiquerons dans les données d'Ulysse.

Diagnostic: reconnexion ou diffusion?

Distinguer entre diffusion et reconnexion est un défi lancé aux observateurs et se révèle plus ardu qu'on le croirait à première vue. Les deux modèles prévoient des perturbations du champ magnétique intérieur, la diffusion par transfert de moment (style "visqueux"), la reconnexion par la tension imposée aux lignes de champ interconnectées. L'étude des intensités et des anisotropies des particules est, bien sûr, un autre facteur crucial pour les distinguer. Cette discussion du cas terrestre (Cowley, 1982; Cowley et al. 1983) est transposable à Jupiter.

Ce que suppose la reconnexion:

- Elle suppose, d'abord, une occurrence du phénomène qui dépend de l'orientation du champ interplanétaire. Mais l'instabilité de Kelwin-Helmholtz est aussi dépendante des directions relatives des champs magnétiques intérieur et extérieur par rapport à la discontinuité en vitesse et entraînerait une importance variable de la diffusion suivant l'orientation des champs magnétiques. Sur Terre, le nombre d'observations permet une étude statistique du taux de reconnexion en fonction de la direction du champ interplanétaire: les événements ne sont pas provoqués par un changement de direction, ils ont lieu périodiquement pour un champ avec une direction établie (Russell et al., 1994). Malgré le nombre d'observations au voisinage de la Terre, le débat sur cette dépendance de la reconnexion vis-à-vis du champ interplanétaire reste ouvert (Le et al., 1993). Et nous ne disposons pas d'une grande statistique concernant Jupiter après cinq passages de sondes!

-Les particules vont vers la région de plus faible densité, sachant qu'un tube reconnecté est d'habitude comprimé à la magnétopause et peut accélérer ainsi le plasma loin du site de reconnexion de part et d'autre de ce dernier.

-La reconnexion suppose à priori des transitions plus marquées en flux et en anisotropies suivant que la sonde croise des tubes de flux ouverts ou fermés. Mais, le mouvement propre de la magnétopause influe sur l'épaisseur que nous lui voyons, et des variations abruptes sont parfois causées par la grande variabilité temporelle de la taille de la magnétosphère, et non par des discontinuités spatiales à ses frontières. La prudence s'impose là encore.

I.4.3 Reconnexion magnétique à Jupiter

Il a fallu quelques centaines de croisements de magnétopause et de couche limite terrestres pour mettre en évidence la reconnexion magnétique. Ulysse fut donc particulièrement chanceux dans son exploration, à moins que, hypothèse des plus probables, le nombre de flux reconnectés soit significativement plus important au nez de la magnétosphère jovienne qu'à celui de la magnétosphère terrestre. A l'éventuel facteur "chance" s'ajoutent deux atouts: la confrontation des données de diverses expériences et la référence constante à la magnétosphère terrestre.

Résumons les observations de champ magnétique, ions et électrons de quelques MeV ainsi que du plasma lors de la première traversée de magnétopause (Fig. I.4.F). Les magnétomètres détectent l'onde de choc à 17h33 le 2 février, (ou jour 33), et la magnétopause à 21h30, à une distance d'environ 110 Rj de Jupiter. L'expérience plasma (Bame et al., 1992) ne détecte l'entrée dans la magnétosphère proprement dite qu'à 23h08 (Phillips et al., 1993). Entre temps, elle identifie une couche limite, où coexistent les plasmas interplanétaire et magnétosphérique. Une sous-transition est visible à 22h22, la couche extérieure étant plus dense et froide que la zone plus interne.

C'est cette transition plasma qui est seule visible dans les données de particules, comme les électrons de KET (Fig I.4.F). Le niveau interplanétaire des ions est alors plus élevé que celui de la magnétosphère extérieure, en liaison avec le passage d'une CIR, et à l'inverse des électrons dont le flux augmente d'un bon ordre de grandeur à travers cette transition.

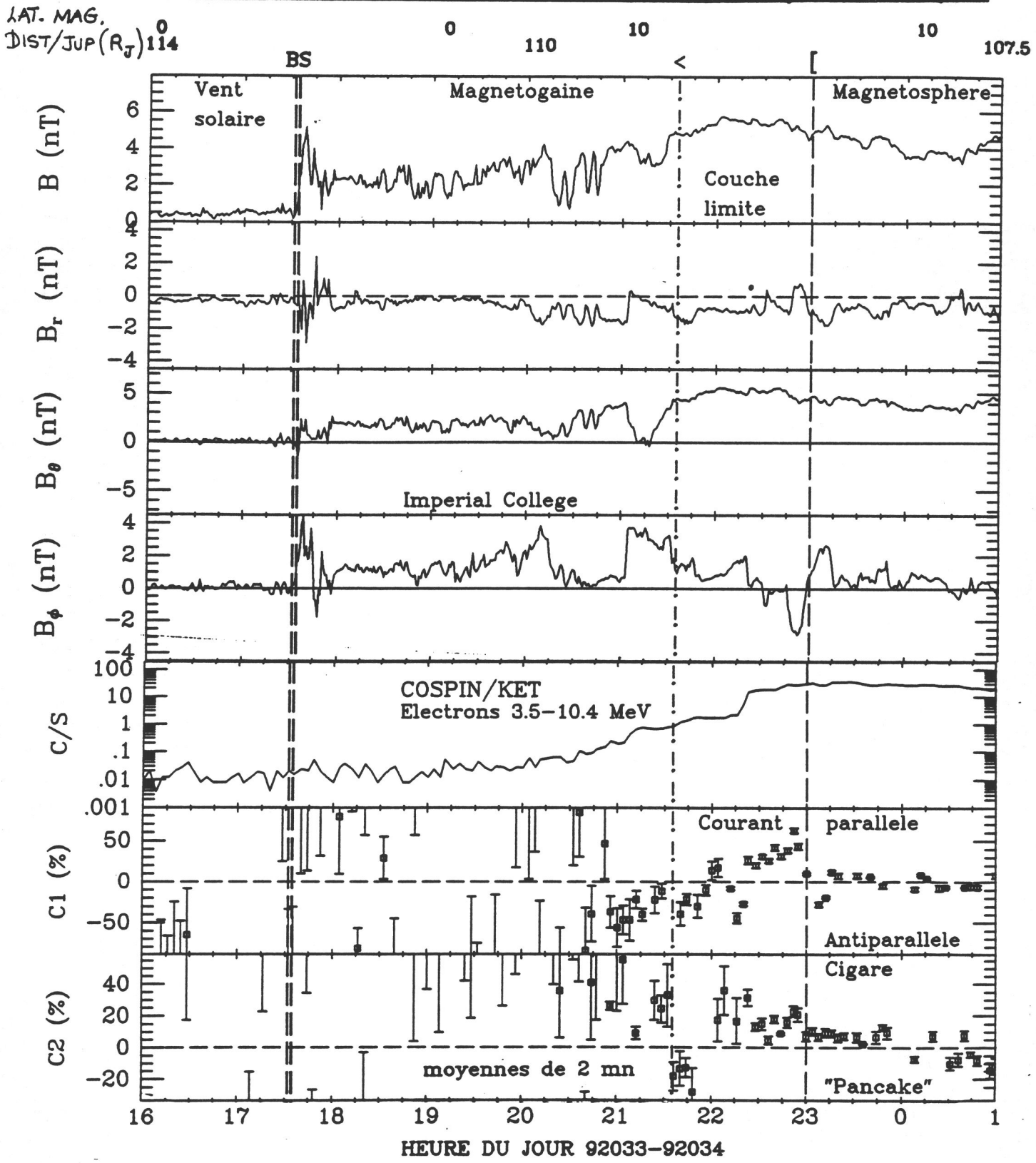


Fig. I.4.F: *Exemple d'observation de reconnexion par KET.*

Les flux et anisotropies des électrons de 4 MeV sont mis en parallèle avec les variations du champ magnétique lors de la première traversée de magnétopause. Les lignes verticales correspondent aux différentes frontières croisées, indiquées en haut de la figure (BS=onde de choc; < = entrée dans la couche limite; [= entrée dans la magnétosphère). La convention de signe des coefficients d'anisotropie est la suivante: C1>0 (resp. C1<0) désigne un courant parallèle (resp. antiparallèle) au champ. C2>0 est une distribution style "particules piégées" (Fig. I.2.D.b1); C2<0 une distribution où les directions d'arrivée des particules et celle du champ sont perpendiculaires.

L'anisotropie des électrons, statistiquement significative après 21h30 seulement, est du premier ordre, c'est-à-dire monodirectionnelle, et d'amplitude forte (20-40%). Elle est tantôt parallèle, tantôt antiparallèle avec la direction du champ magnétique. Or, les électrons avec des énergies de l'ordre du MeV, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, sont d'excellents traceurs du champ car ils ne restent pas plus de quelques secondes sur une ligne de champ ouverte. Cette anisotropie et ses variations abruptes indiquent la traversée de lignes reconnectées tandis que la direction de l'anisotropie nous fournit celle du pôle de rattachement de la ligne de champ ou, "en prenant la ficelle par l'autre bout", celle du site de reconnexion, tantôt situé au Nord, tantôt au Sud de la sonde. Comme chaque espèce de particules se dirige vers sa région de plus faible densité, électrons et protons filent en sens inverse. Si les sites de reconnexion varient ainsi rapidement, cela suggère une reconnexion impulsive (dite "patchy").

Les variations du champ magnétique concordent avec cette interprétation, indiquant en outre que le champ magnétogainique influence la direction du champ magnétique de la magnétosphère externe. Dans le repère (X,Y,Z), seule la composante B_X varie: le plan YZ, incluant la direction de la pression du vent solaire, contient de façon naturelle l'axe du minimum de variance. L'analyse du champ magnétique par le minimum de variance repose sur l'idée suivante: si la magnétopause est une gentille surface de discontinuité (tangentielle ou rotationnelle), la composante normale doit être constante à travers la magnétopause (div.B=0). La normale à la magnétopause est donc déterminée comme la direction de moindre variation (ou variance) du champ. La composante B_X est de près de 3nT et montre (comme $B\phi$) les variations caractéristiques de la reconnexion.

La couche limite extérieure, avant 22h19, est une zone où prédominent des lignes de champ interconnectées, la couche interne en possédant déjà une proportion moindre. L'absence d'une signature nette de la magnétopause en terme de flux d'électrons s'explique sans doute par la diffusion des particules entre lignes interconnectées et interplanétaires. L'entrée dans la magnétosphère proprement dite, c'est à dire la transition douce entre couche limite interne et magnétosphère, serait due à la dérive des électrons ou à une diffusion à plus hautes latitudes. Ces couches limites interne et externe (Balogh et al., 1995, p223) présentent une analogie forte avec les observations terrestres d'ISEE-1 (Song et al., 1990).

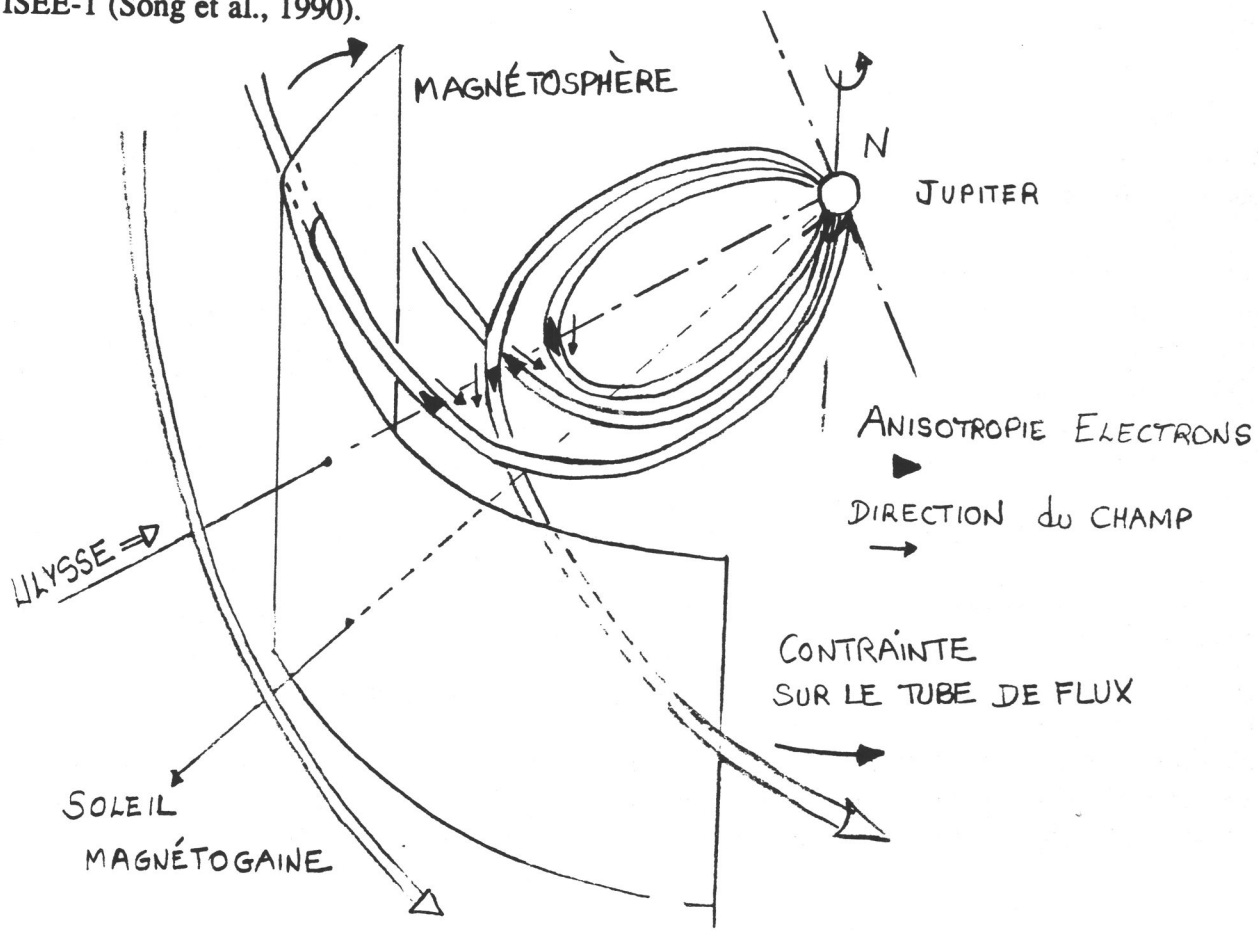


***Fig. I.4.G:** Schéma d'interprétation des observations lors du premier croisement de magnétopause*

Cette découverte (Balogh et al., 1995) ouvre de nouvelles perspectives sur la fuite des électrons hors de la magnétosphère, cohérentes avec l'observation de "jets" d'électrons joviens dans l'espace interplanétaire (§II.2.1). Elle montre aussi que la reconnexion est possible dans des configurations avec les champs moyens interplanétaire et jovien parallèles, ce qui est sur Terre le cas le plus défavorable à la reconnexion.

Reste à connaître l'importance relative de ce mécanisme de reconnexion impulsive devant la reconnexion stationnaire et la diffusion aux frontières. Cela nécessite davantage de croisements de frontières que ceux des cinq sondes. Nous n'avons parlé pour l'instant que des observations d'Ulysse. Etudier de façon détaillée les observations des quatre sondes précédentes serait très instructif. Une analyse rapide d'après les publications suggère que les expériences ont probablement enregistré des reconnexions sans y prêter grande attention. Sentman et Van Allen (1976) ont, par exemple, recensé deux événements de forte anisotropie monodirectionnelle, dont l'une au voisinage d'un croisement de magnétopause; ils auraient observé, sans le savoir, un tube de flux reconnecté. C'est ici la première fois qu'est observé et interprété directement l'échappement des électrons de quelques MeV dans l'espace interplanétaire (Partie II)...

I.4.4 Les différentes frontières vues par KET

Etudions un peu plus systématiquement les autres passages de frontières, magnétopause et couche limite. Nous allons nous intéresser à la magnétosphère la plus externe, qu'Ulysse a traversée des jours 33 à 36 à l'entrée et 43 à 45 inclus à la sortie. Dans ces régions, l'anisotropie du premier ordre est plus importante, dénotant des courants de particules de direction variable, parallèle ou antiparallèle avec le champ magnétique, alors que l'anisotropie bidirectionnellle, ou de second ordre, parallèle au champ, domine quand les lignes de champs sont fermées. Reprenons ces transitions suivant le tableau de Bame et al. (1992), repris avec quelques modifications dans Phillips et al. (1993).

Entrée

La géométrie du champ magnétique quand Ulysse est dans le secteur aurore est la suivante: durant les jours 34 et 35, le champ magnétosphérique est de façon grossière orienté vers le sud, suivant $B_\theta>0$, mais nous allons voir que ce sont justement les variations de ses composantes radiale Br et "corotative" $B\phi$ qui sont corrélées aux variations de flux des particules (Fig. I.4.H.a). La direction du champ sera donc définie dans ce repère direct, et avec cette terminologie explicative quoique approximative, car l'axe θ n'est pas exactement vers le sud. Les lignes de champ ouvertes sont considérées comme rattachées au pôle sud, ou plutôt compatibles avec cette interprétation, lorsque le champ a une orientation dans le sens de la corotation, comme attendu par l'influence de la convection, avec une composante radiale négative (Fig 1.4.G): en bref $Br<0$ et $B\phi>0$. Ajoutons que durant le jour 34, l'excursion en latitude magnétique d'Ulysse varie de -5° à +15°.

Etudions la transition (magnétosphère/ couche limite/ magnétogaine) le jour 34 autour de 17h. Avant 17 h, l'anisotropie des électrons de quelques MeV est du second ordre: les lignes de champ sont majoritairement fermées à cet endroit. Nous sommes dans la magnétosphère. Le flux baisse rapidement à l'entrée de la couche limite (16h55) et l'anisotropie du premier ordre montre un pic pendant 4 mn environ, les électrons allant dans le sens du champ quand la composante radiale du champ magnétique est positive. Celle-ci s'inverse ensuite ainsi que le sens des électrons, devenant résolument anti-parallèle lorsque la composante $B\phi$ devient positive, donc selon la corotation. C'est cohérent avec des lignes de champ désormais ouvertes et liées au pôle Sud. (Fig I.4.F & G). La latitude magnétique diminue continûment tout au long de cette séquence, tout en restant positive.

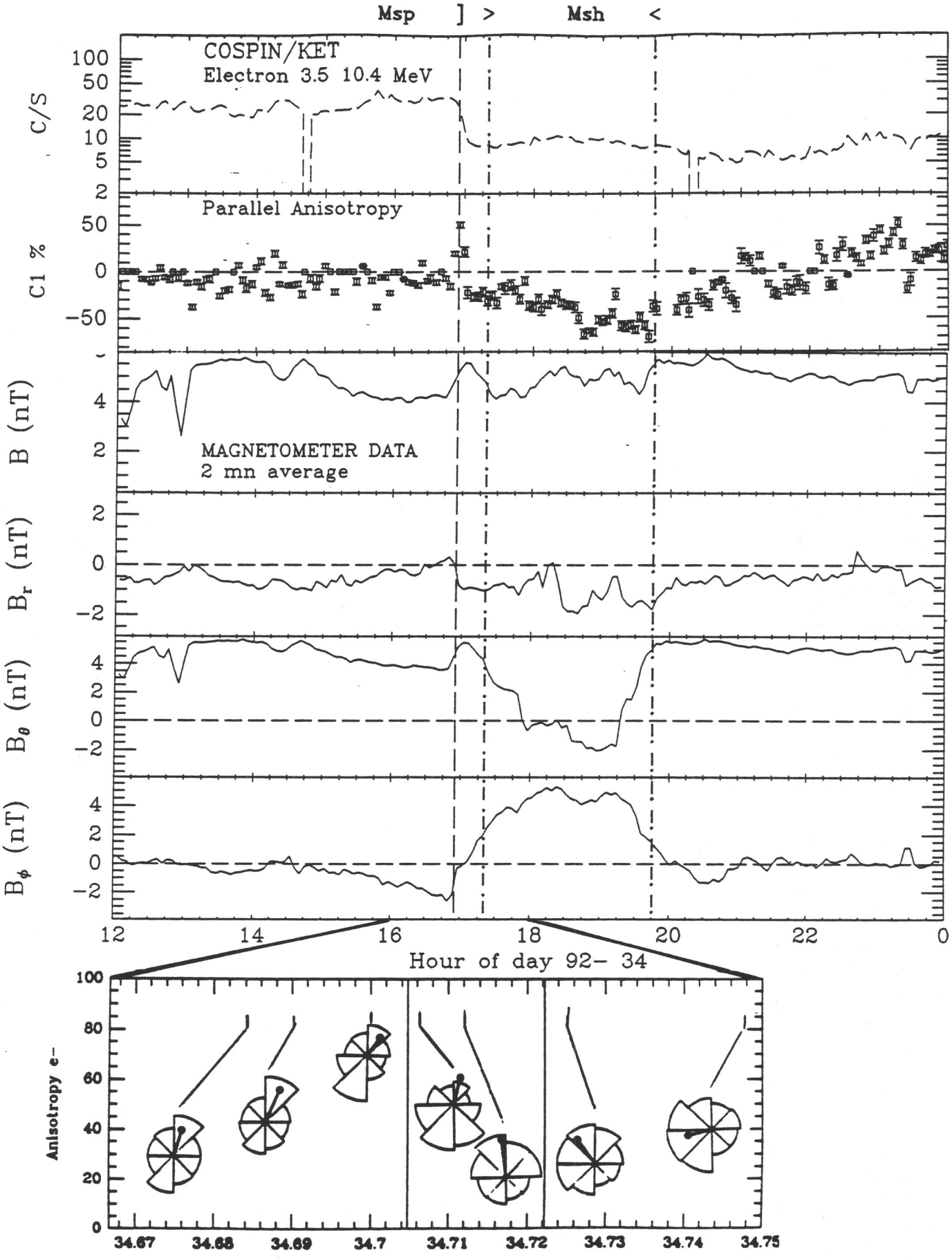


***Fig. I.4.H a)**: Observation des couches limites externes par les électrons de KET et le champ magnétique le jour 34 autour de 17 heures. Les lignes verticales indiquent les transitions.*

Remarquons que les deux discontinuités de flux E4, le jour 33 à 22h22 et le jour 34 à 17h coincident avec des "bursts" vus en radio qui sont l'indice de courants rapides d'électrons d'énergie, à priori, beaucoup plus basse que ceux qui nous intéressent ici (communication de P. Canu, 1992).

Les deux entrées/sorties dans la magnétogaine qui suivent (jours 34 et 35) ne sont pas l'occasion de discontinuités de flux (Fig. I.4.Hb); un changement dans la direction de l'anisotropie est néanmoins présent à l'entrée de la couche limite. Selon Southwood & al. (1993), une étude conjointe plasma-champ magnétique identifie un croisement de magnétopause autour de 19h30 du jour 34. Une analyse de variance détermine la normale à la magnétopause: pour ce croisement, comme pour le premier étudié précédemment, cette normale est approximativement radiale. La magnétosphère s'est contractée entre 34 (20h) et 35 (1h). Avant 1h, le champ magnétique est essentiellement sud, avec une composante radiale faible et préférentiellement négative; les courants d'électrons sont variables plutôt alignés. La latitude magnétique est équatoriale et augmente au cours de la séquence; on croiserait donc les lignes de champ reliées au pôle sud à de plus hautes latitudes; c'est une explication possible nais non univoque... Disons que la situation est confuse: le changement d'anisotropie précéde celui du champ et ne marque pas les mêmes frontières magnétosphériques que ce dernier.

Ce même jour 35, juste avant 3h, Ulysse pénétre à nouveau la couche limite avant de se retrouver définitivement dans la magnétosphère (Fig. I.4.H.b). La magnétogaine est caractérisée par la présence d'une anisotropie C1 négative et C2 quasi-nulle. L'anisotropie du premier ordre parallèle (C1>0) n'apparaît que peu avant 4h et disparaît dans la magnétosphère. Celle du second ordre est visible seulement dans la couche limite et dans la magnétosphère. Ceci est bien compatible avec la vision de la couche limite comme une zone où lignes de champ fermées et ouvertes coexistent. Il n'y a pas de grandes variations de flux électrons ni de burst radio mais l'anisotropie change de direction là encore suivant l'orientation du champ magnétique. Et là encore, tubes de flux fermés et ouverts sont mélangés; l'interprétation de lignes ouvertes partant d'un pôle ou de l'autre est cohérente avec la comparaison entre composantes radiale et corotative du champ et sens de l'anisotropie. Citons à nouveau nos collègues anglais (Southwood et al., 1993) sur les deux croisements de magnétopause 1h et 3h, qui montrent, comme les précédents, une rotation du champ et l'apparition d'une composante radiale négative. "It is tempting to relate its behaviour explicitly to the field configuration within the thick magnetopause current layer which is appropriate for magnetic reconnection to be occurring between the magnetospheric and interplanetary fields."

A la fin du jour 35, à 23h55, Ulysse effleure, pour la première fois, le magnétodisque; c'est le début de la zone de transition où les composantes sud et radiale deviennent comparables, zone de transition entre la magnétosphère externe et la magnétophère médiane. Une périodicité 10h s'établit, elle est due au magnétodisque (Fig. I.2.E).

Concluons que cette visite à travers la magnétosphère externe du côté jour est en accord avec la vision d'une couche limite formée par des lignes de champ reconnectées en proportion variable. Evidemment, le terme "reconnexion" est tendancieux car nous n'observons pas la reconnexion en train de se produire mais des lignes ouvertes avec des courants de particules magnétosphériques. Il peut s'agir de tubes de flux anciennement ou nouvellement reconnectés.

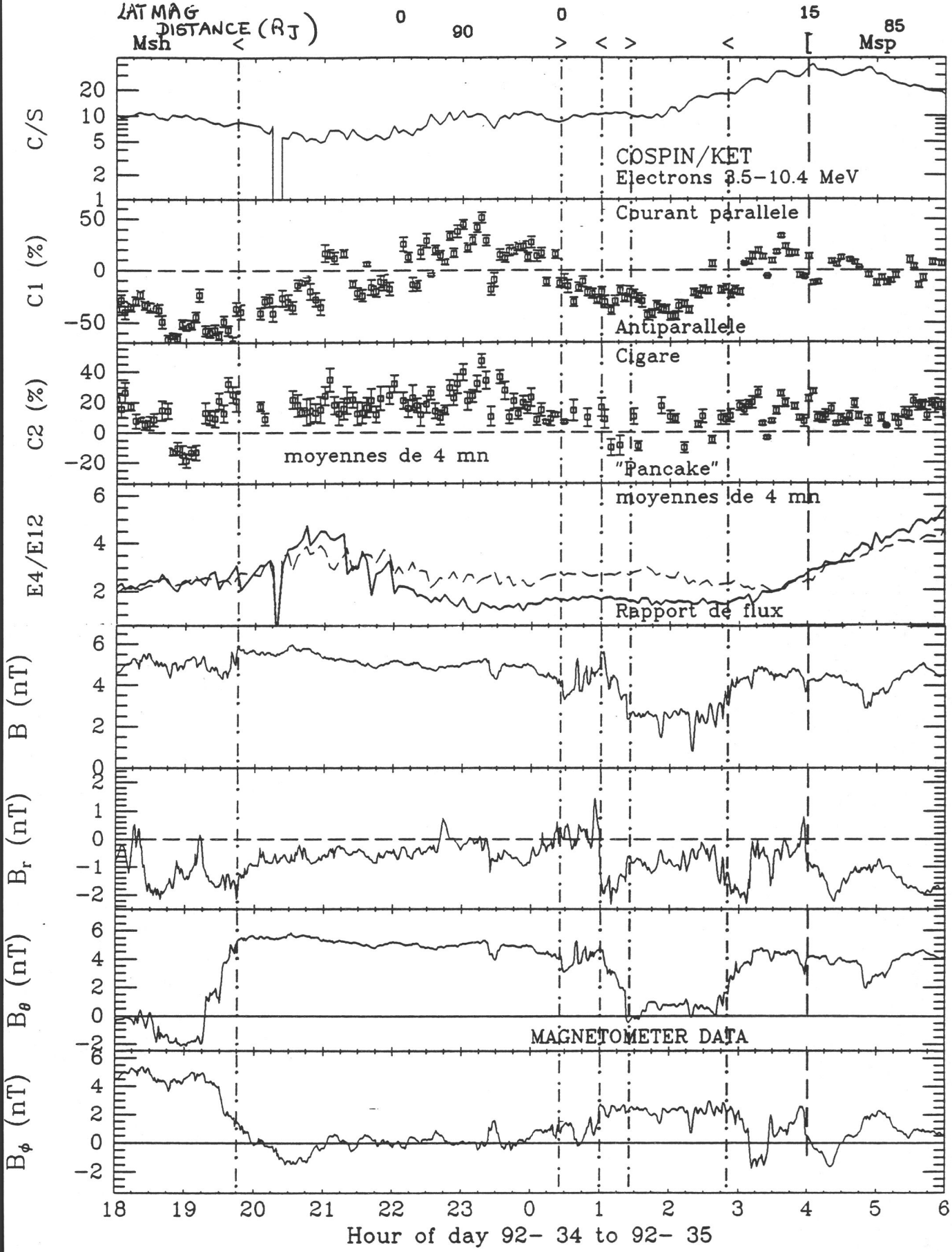


***Fig. I.4.H b)**: Observation des couches limites externes par les électrons de KET et le champ magnétique pour les transitions des jours 34 (20h) à 35 (1h).*

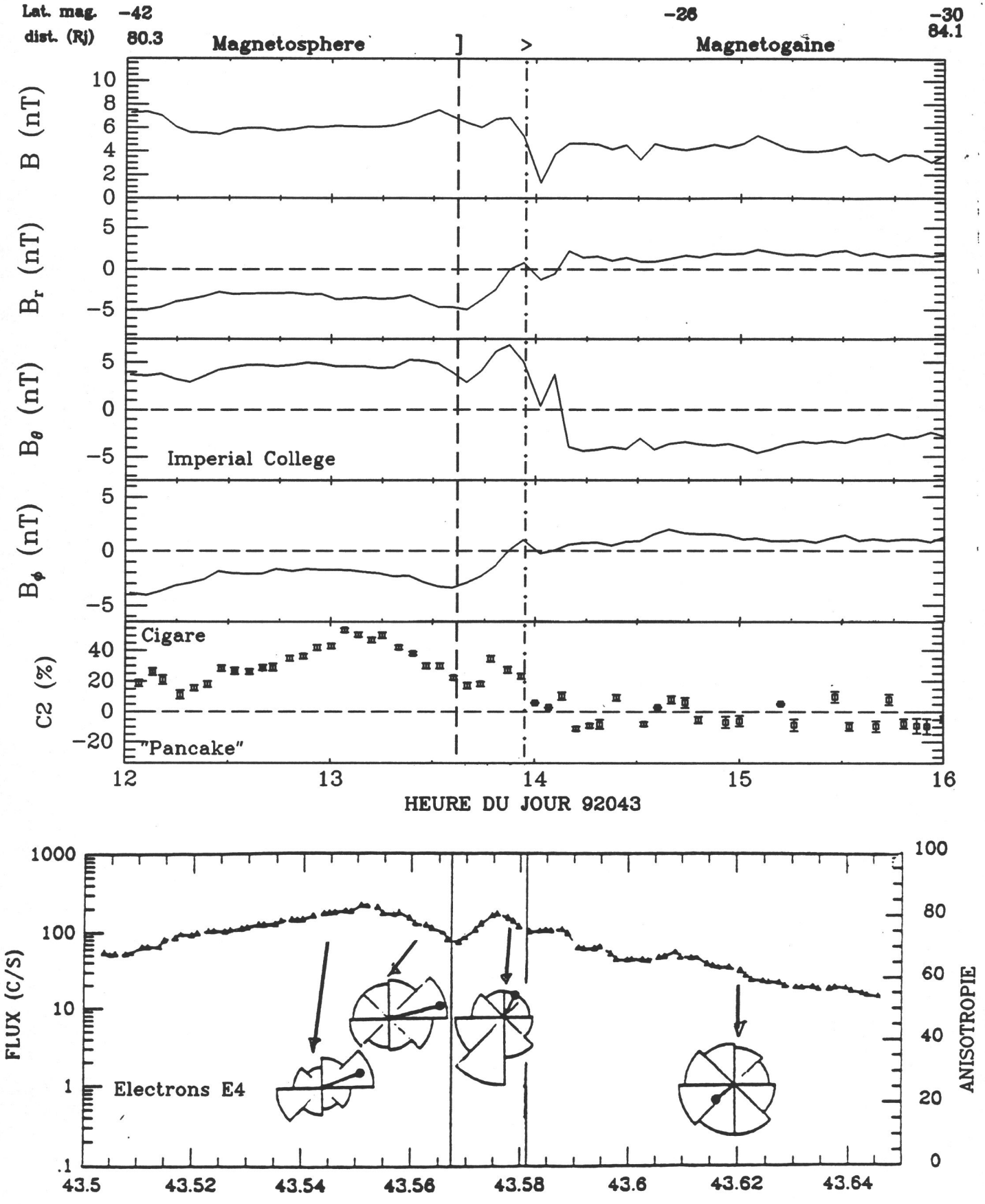


Fig. I.4.H c): Observation des couches limites externes par les électrons de KET et le champ magnétique le jours 43 autour de 13 heures.

Sortie

La géométrie de la phase de sortie (jours 42-45) est différente: Ulysse visite alors le secteur crépusculaire sud (Fig I.2.B). Dans la magnétosphère externe, le champ est loin d'être dipolaire sud, il est antisolaire s'il est orienté vers le pôle sud, ou vers la queue s'il a son pied dans les latitudes nord. Une ligne de champ reliée au pôle sud aura tendance à prendre une composante sud (B_θ) positive mais elle se distinguera surtout par des composantes Br et $B\phi$ négatives, cette dernière étant dans le sens inverse de la corotation. En ce qui concerne sa jumelle rattachée au pôle nord, la composante sud sera aussi positive, mais Br et $B\phi$ positifs.

Dès le jour 42, la périodicité des croisements du magnétodisque s'estompe (Phillips et al., 1993) et en début de jour 43, avant 1h, puis vers midi, ont lieu des approches apparentes de la couche limite externe: Ulysse frôle les frontières de la magnétosphère.

Regardons de plus près la transition (magnétosphère/ couche limite/ magnétogaine) qui se produit le jour 43 entre 13h37 et 13h57 (Fig. I.4.H.c). Au début, le champ est cohérent avec un champ de l'hémisphère sud (Br et $B\phi$ <0) l'anisotropie est plutôt du second ordre; il est raisonnable de supposer les lignes fermées. A 13h57, la composante sud disparaît, les composantes radiale et corotative changent de signe, l'anisotropie du premier ordre devient importante juste avant la transition, témoignant d'un courant d'électrons antiparallèle. Elle est à nouveau remplacée par de l'anisotropie du second ordre quand le champ se tourne vers le sud, avec une légère composante vers la queue. A la fin de cette rotation du champ, marquant la frontière de la couche limite, un courant monodirectionnel parallèle apparaît et il n'y a plus de second ordre (c'est à dire de lignes fermées). Ceci renforce l'idée d'une couche limite visible en électrons par ce mélange, de proportion variable, entre tubes de flux ouverts et fermés, avec des courants de directions diverses suivant le pôle de rattachement du tube de flux. La magnétogaine est caractérisée ensuite par un champ dirigé bien différemment du champ magnétosphérique, avec Br et $B\phi$ positifs ainsi que B_θ. Peut-on songer à des reconnexions sur le(s) flanc(s) de la magnétosphère ou seulement à des lignes reconnectées sur le nez qui sont déplacées par convection tout en continuant à laisser fuir des électrons? Cette dernière hypothèse suppose un mécanisme efficace d'alimentation de la "pompe", donc une source très importante, ce qui n'est pas rédhibitoire.

Les premières transitions du jour 43, définies par le plasma, sont visibles dans les composantes magnétiques mais elles n'influent ni sur le flux, ni sur la modulation 10 heures qu'il montre. En revanche, les dernières qui se produisent le jour 45 sont clairement visibles dans le flux: la sortie définitive s'annonce.

Le jour 45, les dernières entrées et sorties se produisent dans une magnétosphère très variable montrant encore des couches limites très épaisses, caractérisées par de fortes anisotropies de courant, quelle que soit la direction du champ magnétique (Fig. I.4.H.d). Leur épaisseur observée varie avec le mouvement propre de la magnétosphère. La magnétogaine est, elle, caractérisée par la présence de courants sur des lignes de champs ouvertes, la magnétosphère par l'anisotropie du second ordre des électrons piégés, et les couches limites reflètent des conditions intermédiaires. L'inversion des composantes radiale et corotative du champ magnétique marquent les frontières, ainsi que la présence de forts courants lors des transitions.

En résumé, Ulysse a observé des tubes de flux reconnectés à plusieurs reprises. A défaut d'éliminer totalement d'autres interprétations, nous pouvons conclure que l'hypothèse de la reconnexion est cohérente avec toutes les données particules et champ. Comparativement au cas terrestre, le phénomène serait assez courant à Jupiter et d'amplitude relativement faible, le champ magnétique orthogonal à la magnétopause étant typiquement de 1 nT (Russell et al., 1994; Erdös, 1995). Ce processus permet l'échappement d'un nombre non négligeable de particules, et nous allons maintenant essayer de le quantifier...

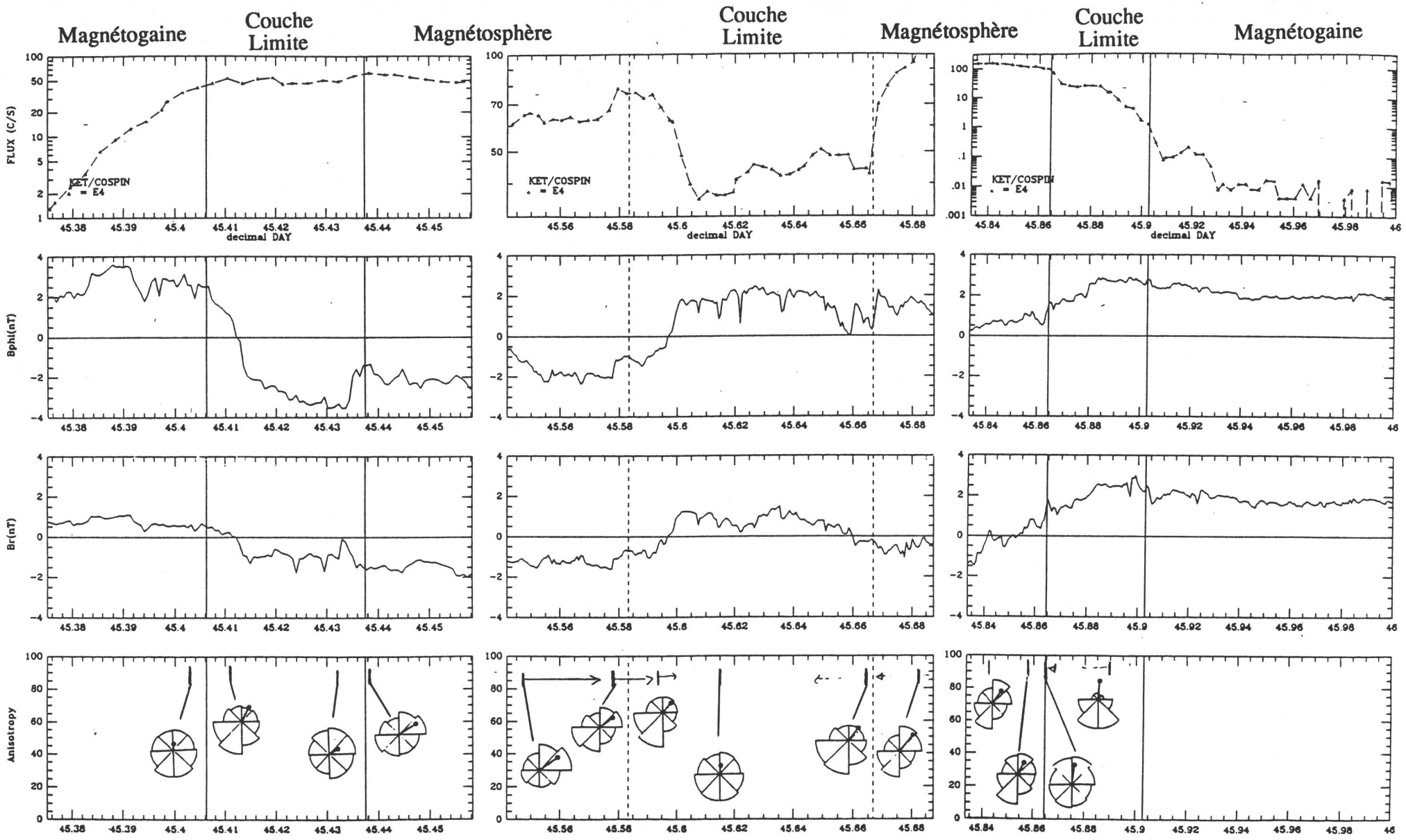


***Fig. I.4.H d)**: Observation des couches limites externes par les électrons de KET et le champ magnétique au jour 45.*

I.4.5 Fuite d'électrons

On devine que la compréhension de ces frontières et de leur perméabilité est importante pour élucider le(s) mécanisme(s) de la modulation 10h du flux des électrons joviens(§I.5) et de leur échappement dans l'espace interplanétaire.

Estimation du nombre d'électrons fuyant de la magnétosphère externe

Estimons le nombre de particules fuyant hors de la magnétosphère externe par rapport à la population dans celle-ci. Rappelons que le flux s'écrit, en particules par centimètre carré et stéradians:

$I = \frac{\text{Taux de comptage C}}{\text{Facteur géométrique G}}$ D'où: $n = \frac{4\pi I}{v} = \frac{4\pi C}{Gv}$,

avec v la vitesse des particules et n la densité en particules/cm^3.

En utilisant les anisotropies observées, évaluons le nombre d'électrons s'échappant de la magnétosphère au travers de la magnétogaine. Prenons une géométrie ultra-simplifiée, sphérique pour le nez de la magnétosphère, et cylindrique pour la queue. Considérons donc les régions d'anisotropie entre les deux rayons R et P. Prenons A1=20%; R=100 Rj P=80 Rj et C le taux de comptage observé. La surface S à travers laquelle les électrons s'en vont, ou surface de fuite, s'écrit avec nos hypothèses: $S = \frac{4\pi}{6} R^2 + 2\pi(R^2 - P^2)$. Si nous supposons que l'anisotropie se maintient sur toute cette surface, nous obtenons ainsi le nombre maximal d'électrons s'échappant:

$N = \frac{4\pi C}{G} A1\ S = 2\ (\frac{C}{10})\ 10^{26}$ électrons par seconde dans E4.

Le nombre total d'électrons dans la magnétosphère externe est de même grossièrement quantifiable. Là encore, prenons une géométrie ultra-simplifiée et supposons le volume de la magnétosphère externe égal à $V = \frac{4\pi}{3} (R^2 - P^2)$. La magnétosphère externe, où le taux de comptage de la voie E4 est C', contient alors:

$N_{tot} = \frac{4\pi}{c} \frac{C}{G} V = 5.\ 10^{28}\ (\frac{C'}{100})$ électrons dans la gamme d'énergie de E4.

Le rapport $\frac{N}{Ntot}$ est de l'ordre de 250. En 250 secondes, la magnétosphère externe se viderait de tous ses électrons dans le domaine d'énergie de E4. Elle constituerait donc plus une zone de transit qu'une zone de stockage des électrons du MeV. C'est cohérent vu le nombre de lignes de champ ouvertes que nous y avons vues. Evidemment, il reste à alimenter en électrons cette passoire, c'est-à-dire trouver une source assez importante d'électrons du MeV, ie d'accélération des électrons de plus faible énergie. Les circuits de recirculation (queue->planète équatorialement, puis planète vers queue à hautes latitudes), décrit par Nishida (1976), peuvent accélérer progressivement les particules mais nécessitent un laps de temps long (plusieurs périodes de rotation) devant ces 250 secondes. Notons qu'il devrait se produire une bouffée d'électrons joviens (§I.3.3) par seconde pour alimenter ce mécanisme...

La contribution d'Ulysse: reconnexion et couches limites

Résumons ainsi la contribution de KET: l'anisotropie est intimement corrélée aux variations du champ, et elle est en accord avec l'hypothèse de la reconnexion, qui explique la déformation des lignes de champ supposées reconnectées et la fuite des particules. Les observations d'Ulysse ont mis en évidence l'existence d'une large couche limite. Elle a une partie à l'intérieur de la magnétopause, et une autre à l'extérieur, usuellement dénommée la couche de dépression de particules, "depletion

layer" (Hammond et al., 1993). Le mélange de lignes de champ magnétosphériques et magnétogainiques s'y opère.

Russell et al. (1994) ont réanalysé les données des différents satellites, à Jupiter comme au voisinage des autres planètes. Se basant uniquement sur les signatures magnétiques, ils ont recherché les événements de reconnexion. Ils comptabilisent une dizaine d'événement candidats à Jupiter, avec un champ normal à la magnétopause de 1nT en moyenne, ce qui corrobore les observations d'Ulysse. Cependant, le fait que leurs critères en détectent à Vénus (planète non magnétisée s'il en est) prouve la nécessité d'un ensemble de données champ et particules.

La confrontation des différentes données champ et particules rassemble ici des indices solides de l'importance de la reconnexion magnétique à Jupiter. La couche limite serait ainsi ce lieu où sont mélangées les différentes lignes de champ ouvertes ou non, reconnectées ou non, cette région à travers laquelle s'échapperaient les électrons magnétosphériques. Affaire à suivre...

I.5 L'HORLOGE DE JUPITER

> C'est un principe scientifique de base que de ne jamais croire à un "fait", même attesté, avant d'avoir réussi à le replacer dans un cadre de référence. (Clarke, 2061 Odyssée trois)

La magnétosphère de Jupiter est le siège d'un grand nombre de phénomènes qui montrent une périodicité liée à celle de la rotation de la planète et du dipôle magnétique. Entre autres, les électrons relativistes présentent une telle périodicité qui intrigue depuis sa découverte par Pioneer 10 (Trainor et al., 1974). KET était tout désigné pour mener à nouveau l'enquête...

I.5.1 La modulation des électrons vue par KET

Sous ce terme, se cachent deux modulations différentes quoique liées entre elles: l'une du spectre des électrons, l'autre du flux. Voyons un peu de quoi il s'agit.

Modulation du spectre

La meilleure façon pour nous de présenter les variations spectrales des électrons est de considérer le rapport de flux d'électrons à différentes énergies:

$$\frac{E4}{E12} = \frac{\text{Flux d'électrons 2.5-7 MeV}}{\text{Flux d'électrons 20-170 MeV}}.$$

La figure I.5.A montre les flux à différentes énergies ainsi que la variation de ce rapport E4/E12, pendant la traversée de la magnétosphère externe. Ces variations sont nettes, et mettent en évidence une modulation de dix heures dans la magnétosphère externe et la magnétogaine. Elle est particulièrement visible le jour 44, dans la magnétogaine côté crépuscule. Dès l'entrée dans la magnétosphère médiane, cette modulation du spectre disparaît.

La reconstitution du spectre en énergie serait aussi intéressante mais elle requiert un nombre important d'électrons codés (§I.2.2). Le jeu des priorités PHA impose un temps d'intégration assez long. Cette méthode confirme néanmoins que l'indice spectral se durcit périodiquement, sur un grand nombre de périodes.

Lors des différents passages des quatre sondes précédentes, il a été constaté avec étonnement que la phase de cette modulation 10 heures ne dépendait ni de l'hémisphère observé ni, plus généralement, de la position de l'observateur (Trainor et al., 1974; Vogt et al., 1979). D'où le nom donné à cette modulation de "clock model" que nous traduirons par mode horloge puisque cette appellation ne présente aucune explication du phénomène et peut donc difficilement briguer le titre de modèle. De plus, il ne s'agit pas d'un phénomène global de toute la magnétosphère mais de ces régions internes.

Essayons de synthétiser les observations des cinq sondes en nous fiant aux données elles-mêmes et non à leurs commentaires, afin de repérer où cette modulation a été observée sans décalage de phase. La table 1.5.G expose le bilan, la figure 1.5.D en donne l'illustration. Pioneer 10 l'a même observée avant l'onde de choc (Chenette et al., 1974). Pour identifier la période de cette modulation, Schardt et al. (1981) ont procédé à des tests du χ^2 pour différentes périodes allant de 8.5 à 11.5 heures, tests dont la période de 9h55' est sortie grande gagnante. Leur précision ne leur permet pas de distinguer entre les périodes de rotation et synodique. A titre de vérification, la même méthode appliquée aux résultats de KET l'a aussi confirmé (Rastoin et al., 1995; p 253 de cette thèse).

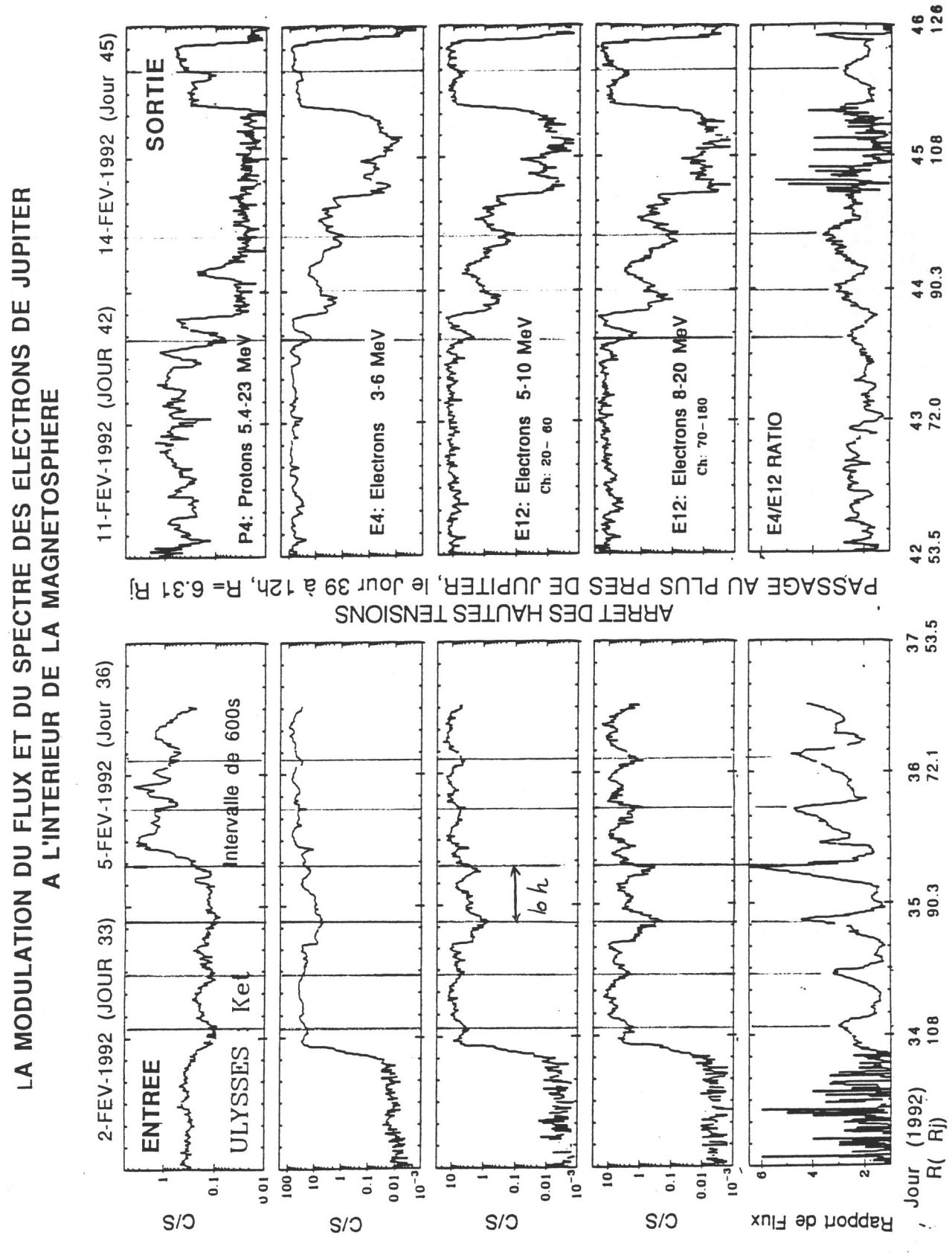


Fig I.5.A: *La modulation 10 heures des électrons joviens observée par KET. Le flux de protons est montré pour comparaison. Les vallées de flux d'électrons se creusent d'autant plus pour des énergies croissantes, toutes les dix heures. Le rapport E4/E12 indique cette variation périodique du spectre. Les différentes sous-voies de E12 sont définies à partir de sélections des canaux de C2 (§1.2.1)*

Période synodique ou période sidérale?

La période de cette modulation est-elle la période de rotation Tr (9h55'29.71) ou la période synodique Ts de Jupiter (9h55'33.12), en référence donc à la direction du Soleil? Afin d'y répondre, prenons une horloge très stable qui sonne à t0, t0+T... et t0+nT, avec T=Tr ou Ts (ΔT=Ts-Tr). Si nous restons quelques jours à la regarder, seulement munis d'une montre moins précise que nΔT, nous ne pourrons déterminer si sa période réelle est Tr ou Ts. En revanche, si nous revenons au bout de 20 ans, nous saurons en comparant le temps de sonnerie à t0+N.Tr et t0+N'.Ts.

Voici les différences de phases N.ΔT par rapport à Pioneer 10, et ceci calculé pour les quatre autres sondes. Il était difficile de choisir l'une ou l'autre période avec les seules données des Pioneer, puisque le choix de l'une ou de l'autre n'induisait qu'une différence de moins d'une heure dans la phase de la modulation, ce qui est de l'ordre de grandeur des incertitudes expérimentales. Les Voyager arrivent, eux, quelques 5 ans après les Pioneer: la petite différence entre période de rotation et période sidérale induit alors une opposition de phase dans la modulation (≈5 h). On peut donc choisir entre les deux périodes d'après les observations: la modulation montre la périodicité synodique. Ulysse confirme ce résultat. La figure I.5.B illustre cette distinction en comparant la phase des observations d'Ulysse à celle de Pioneer 10.

déphasage des pics	P10	P11	V1	V2	Uls
NΔT (heure)	0'	50'	5h33'	5h16'	5h
$\Delta\lambda$ (degré)	0°	30°	200°	190°	180°

Modulation 10 heures du flux d'électrons

Modulations du flux et du spectre sont liées: le durcissement de l'indice spectral coincide avec les creux de flux, plus accusés pour les hautes énergies (Fig. I.5.C). Les pics de flux et d'indice spectral sont anticorrélés, en accord avec les observations de Pioneer 10.

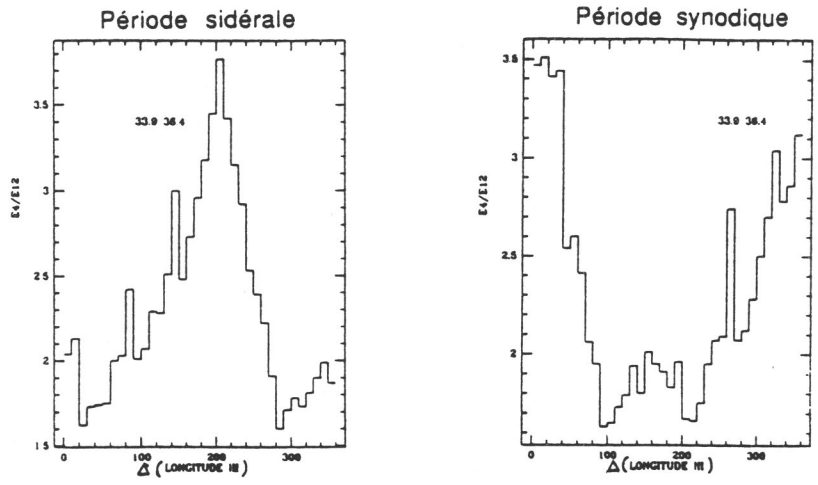


Fig. I.5.B: Période synodique ou période de rotation?
Les histogrammes du rapport de flux sont construits durant l'entrée d'Ulysse dans la magnétosphère en fonction de la longitude. 360° correspondent à la période sidérale (gauche) ou à la période synodique (droite). La modulation observée par Ulysse est en phase avec celle vue par Pioneer 10 uniquement si l'on considère la période synodique.

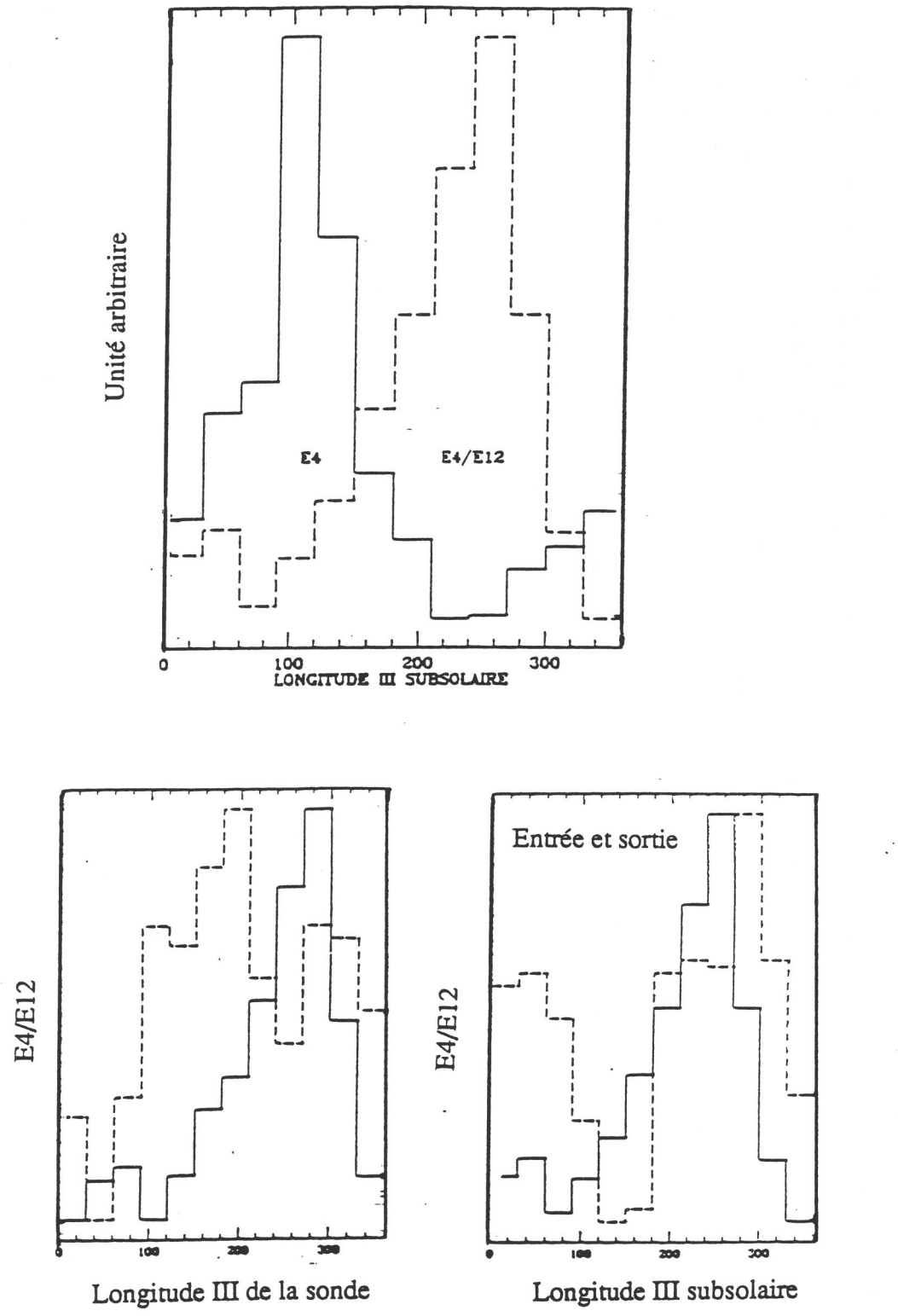


Fig. I.5.C: *Histogrammes du flux et du rapport de flux des électrons joviens en fonction de la longitude subsolaire (360° <->10 heures). a) En haut, flux et rapport de flux ont des variations périodiques anticorrélées. b) En bas, les deux histogrammes de flux E4 sont construits, l'un durant l'entrée d'Ulysse dans la magnétosphère (trait plein), l'autre durant la sortie de la magnétosphère (traits pointillés). Il y a maintien de la phase si l'on considère la longitude subsolaire (droite) et non la longitude d'Ulysse (gauche). La phase ne dépend pas de la position de l'observateur mais du mouvement de la structure globale de la magnétosphère: voilà l'horloge de Jupiter.*

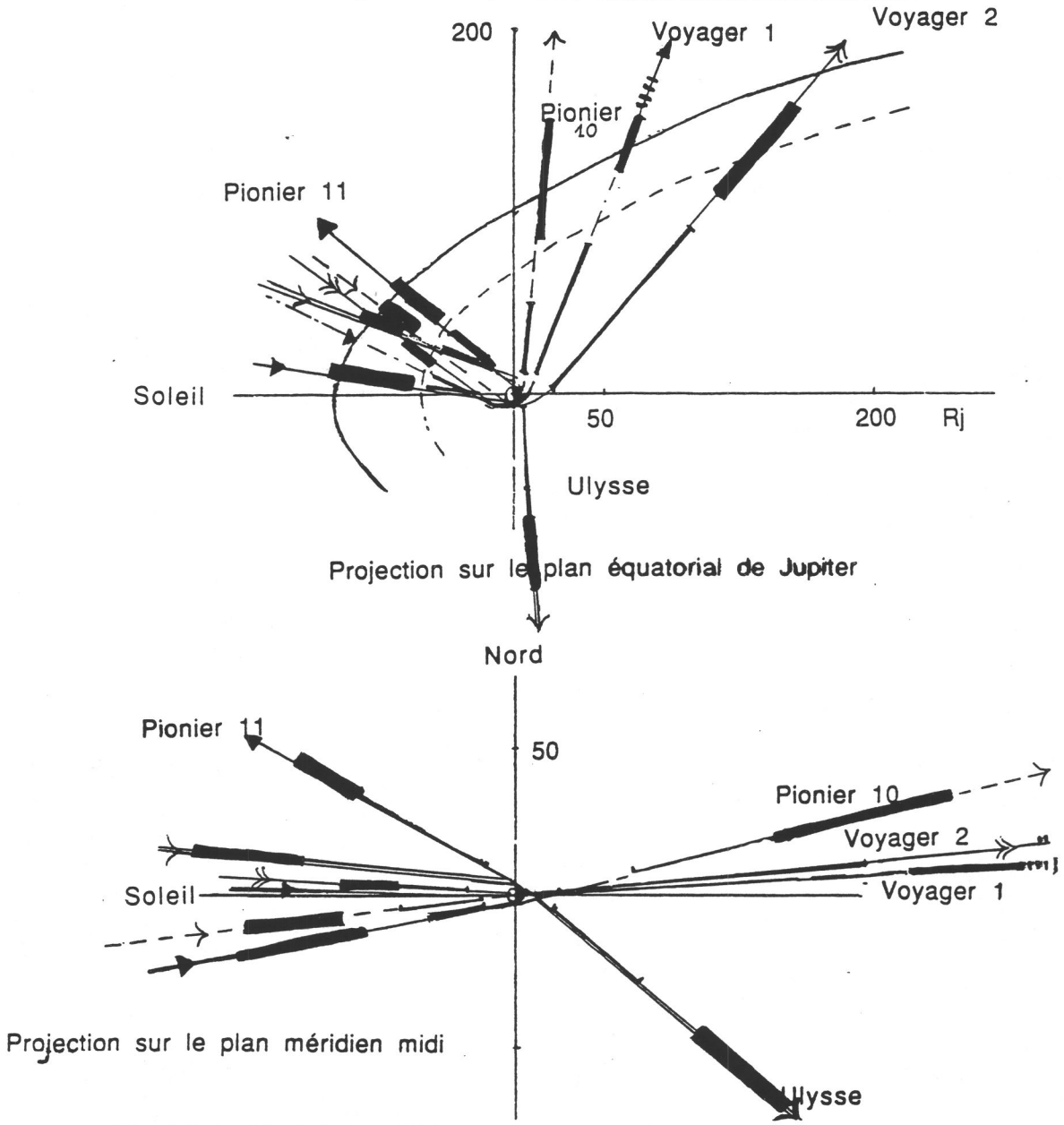


Fig I.5.D: Modulation 10 heures au cours des cinq visites à Jupiter. Les positions où les sondes ont observé ce "mode horloge" (cf texte) sont indiquées le long des trajectoires respectives en traits gras. En traits plus fins, les lieux d'observation du magnétodisque.

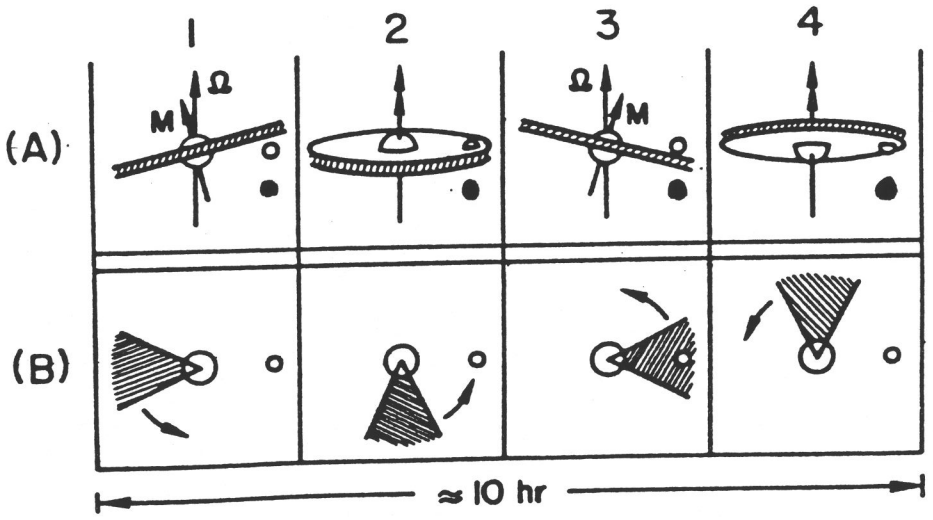
Observations	Pioneer 10	Pioneer 11	Voyager 1	Voyager 2	Ulysse
Flux max/min R> 20 Rj	<=10 10^2	var 10^2	5 $10-10^2$	10 10^2	10 10
croisement du magnetodisque *à l'entrée* *à la sortie*	10-40 40-90	10-40 10-50	<--------20-40-------> <------5 heures--------> 10-80 (5h) 80-110	 10-90 (5h) 90-230	15-68 15-53
Mode horloge *à l'entrée* *à la sortie*	 60-90 90-150	 R>50 R>50	 non R>130	 40-60 R>230	 **70-110** **75-115**
Références	Science, 183; 188 Simpson et al., 1974 Teegarden et al., 1974		Science, 204, 206 Schardt et al., 1981 Schardt et al., 1983		Science, 257 Simpson et al., 1992

Table I.5.G: Relevé des distances (Rj) où une modulation 10 heures (due soit au magnétodisque, soit au mode horloge) a été observée au cours des cinq visites à Jupiter. Est aussi indiquée l'amplitude des variations de flux (maximum/minimum) à l'entrée (1ère ligne) et à la sortie (2ème ligne) dans la magnétosphère non-interne. Enfin, les articles de référence sont cités.

LES DIFFERENTS MODELES DE MODULATIONS DU FLUX DE PARTICULES DANS LA MAGNETOSPHERE JOVIENNE

Modèle	Paramètre	Principe	Période du flux pour un observateur immobile	Dérive de la période pour un observateur mobile ?	Localisation dans la magnétosphère	Problème de la théorie
Magnétodisque A	Latitude magnétique de l'observateur	mouvement relatif du magnétodisque	Ωrotation Ω rotation/2 à l'équateur	OUI	médiane	Disque déformé
Anomalie mag. B	Longitude de l'observateur	"Secteur actif" en corotation	Ωrotation partout	OUI	entière ?	Lien entre flux et anomalie magnétique
Mode horloge C	Temps	?	Ωsynodique	NON	entière	pas de théorie
Hypothèse du cornet polaire	Longitude du point subsolaire	Rotation du cornet polaire Nord	Ωsynodique	NON	externe	Modélisation à effectuer

Table I.5.F: Synthèse des prédictions théoriques sur la modulation 10 heures.



MAGNETODISQUE (A) & SECTEUR ACTIF (B)
Deux modèles pour la magnétosphère jovienne.

Fig I.5.E: Magnétodisque et asymétrie longitudinale

Le dessin illustre les concepts des deux modèles de base (Hill et al., in Dessler, 1983). Le magnétodisque (A) et le secteur longitudinal (B) tournent en s'éloignant ou se rapprochant de l'observateur immobile équatorial (o) et non-équatorial (•) pendant une période de rotation (10 h).

I.5.2 Où est l'horloge de Jupiter?

Cette modulation du spectre des électrons est visible alors même que les protons ne sont pas encore à leur niveau magnétosphérique. Il s'agit d'un phénomène présent dans les régions les plus externes (Fig. I.2.E). Il y est même plus accusé: au fur et à mesure de son entrée, Ulysse se rapproche de la magnétosphère médiane où le magnétodisque impose à tous les flux d'électrons comme de protons une périodicité fonction de la période de rotation et dépendante de la position de l'observateur. A ce moment-là, au milieu du jour 36, les hautes tensions sont, hélas, déjà coupées et nous ne disposons plus de E12 pour repérer les variations de l'indice spectral. Nous utilisons alors le rapport $\frac{P1}{E4}$ car la voie P1 compte principalement des électrons de l'ordre de 1 MeV, et non des protons comme elle le devrait nominalement. Ceci vérifie que la modulation n'est alors plus verrouillée à la même phase mais varie au contraire avec la position d'Ulysse. Les données de HET (Simpson et al., 1992b) confirme cette dérive en temps de la modulation imposée par le magnétodisque.

Passons maintenant en revue les deux grandes tentatives d'explication de ce mode horloge. Chacune a évolué depuis sa conception vers des modèles plus complexes pour tenter de répondre aux défis des observations. La Fig. I.5.E schématise les deux mécanismes simples proposés: l'un fait appel à l'existence d'un secteur longitudinal aux propriétés particulières, l'autre à celle du magnétodisque (§I.1.4). Chaque structure tournant autour de l'axe de rotation croise un observateur fixe, à une latitude non équatoriale, toutes les dix heures. La Fig. I.5.E montre les positions relatives de l'observateur et de la structure, disque ou secteur, tous les quarts de période.

Le modèle du magnétodisque

Le modèle du magnétodisque suppose que les augmentations de flux dans les zones équatoriales sont liées aux traversées ou aux approches du magnétodisque de plasma (§I.1.3). Le confinement équatorial des particules est très net dans la magnétosphère médiane (Van Allen et al., 1974). A la suite des données Pioneer, des modèles empiriques de localisation et de géométrie de ce feuillet ont été développés (Kivelson et al., 1978). Comme les trajectoires des sondes Voyager étaient équatoriales, elles rencontraient le magnétodisque deux fois par période de rotation, soit toutes les cinq heures. Les modèles empiriques du feuillet se sont raffinés pour expliquer les retards et les avances des rencontres du magnétodisque par rapport aux prédictions initiales (Goertz, 1979; Schardt et al., 1981, etc...).

Mais les effets du magnétodisque se maintiendraient-ils dans la magnétosphère externe? Voici les conséquences d'une telle hypothèse dans le cas d'Ulysse: comme Ulysse ne s'est rapproché du feuillet qu'une fois toutes les dix heures en raison de sa trajectoire non équatoriale, la période approximative de la modulation sera de 10 heures, et non de 5, comme pour les Voyager. Mais la période serait exactement de dix heures, seulement pour un observateur fixe. Pour Ulysse, un décalage progressif s'instaure en fonction de l'heure locale. Entre l'entrée et la sortie d'Ulysse, on s'attend à un décalage de 3.5 heures ou 126° dans l'histogramme de E4 (ou du flux protons P4) fonction de la longitude subsolaire. Tout ceci explique bien les variations dans la magnétosphère médiane et les données champ comme particules attestent bien des rencontres du feuillet.

Mais cela n'explique pas le verrouillage de la phase dans la magnétosphère externe, quels que soient le temps local et l'hémisphère. La différence d'hémisphère (Nord puis Sud) côté nuit devrait entraîner un décalage de 5 heures dans la modulation. Ulysse, première sonde à entrer au Nord (Fig.I.3.B), est en phase avec les autres, et ses observations à l'entrée et à la sortie pareillement. En outre, la modulation apparaît même sans la présence détectable d'un magnétodisque, et à hautes latitudes (ou dans la magnétogaine), comme lors de la sortie d'Ulysse et de celle de Pioneer 11. C'était moins net pour les sondes Voyager qui ont traversé une magnétosphère plus comprimée, avec un magnétodisque proche de la magnétopause. D'ailleurs, la modulation par le magnétodisque cause une dépendance par rapport à la longitude de la sonde et non par rapport à celle du point subsolaire.

Le modèle de l'anomalie magnétique

Dans ce second modèle proposé par Dessler dès 1975, un secteur de longitudes dites actives voit une augmentation de la conductivité ionosphérique. Cette asymétrie longitudinale exercerait une influence jusque dans la magnétosphère externe (Hill et Dessler, 1976). D'où sa prédiction sur les croisements de magnétopause que nous avons passés au crible au § I.4.1.

Nombre de phénomènes montrent, en effet, une périodicité 10 heures (Hill et al., in Dessler, 1983, p381 & 385):

-tore de plasma: une brillance maximale dans l'émission du soufre SII est localisée entre 180 et 300°;

-atmosphère supérieure de Jupiter: un excès de densité d'hydrogène reste à la longitude fixe de 90°;

-ceintures de radiation internes (2 Rj): l'émission décimétrique due à l'effet synchrotron montre un maximum à la longitude de 270°;

- émissions aurorales: surtout modulées avec la longitude dans l'hémisphère nord.

-"surface" de Jupiter (1 Rj): le champ magnétique (cf § I.1.4) montre des anomalies, c'est-à-dire des écarts entre le champ observé et les meilleurs modèles empiriques. Leur position est la suivante (Vasyliunas et Dessler, 1981), non sans avoir noté que ces longitudes varient d'article en article, variations favorisées par l'usage de différents sytèmes de longitude (L'ancien système est décalé de 30°, et identifie les anomalies à 260° et 45° respectivement):

hémisphère	Longitude de l'anomalie	longitudes du secteur actif
Nord	230°	230°+/-60
Sud	15°	rien?

Citons encore Vasyliunas et Dessler (1981), promoteurs de cette théorie aux multiples facettes: "The single fundamental distinguishing characteristic of the magnetic-anomaly model of the Jovian magnetosphere is the assumption that the surface magnetic anomaly exerts a significant influence upon the outer magnetosphere; thus possible intrinsically longitude-dependent structures in addition to a simple tilt have to be considered when interpreting the observed particle and field variations."

Pour rendre la situation plus confuse, une première version du modèle faisait intervenir ces longitudes en référence à la sonde (et non subsolaire). Considéré par Fillius et Knickerbocker (1979) dans leur analyse, ce modèle n'explique pas le verrouillage de la phase quelque soit le temps local de la sonde... Une seconde version fait intervenir le moment où cette anomalie fait face à la queue de la magnétosphère, ce qui revient à considérer la longitude subsolaire (Vasyliunas et Dessler, 1981). Continuons à tester cette idée-là...

Reconsidérons les données dans cette perspective: les minima de flux ont été observés lorsque le secteur actif faisait face à la queue de la magnétosphère (McKibben et Simpson, 1974). Ces observations sont confirmées par celles des Voyager, entre 40 et 60 Rj et se sont produites à des longitudes voisines, à 40° près. Quant à Ulysse, la phase persiste à 1 heure près (Simpson et al., 1992b). Enumérons les difficultés du modèle de l'anomalie magnétique: comment expliquer l'influence de l'anomalie Nord aux hautes latitudes sud? Si l'anomalie sud a une influence, cela casse la périodicité globale de 10 heures indépendante de l'hémisphère où l'on observe... Le mécanisme proprement dit de l'anomalie magnétique n'est pas clair: le schéma d'explication de Dessler (Dessler, 1983, p390) fait jouer la contraction d'un tube de flux avec une augmentation de la population de particules. Et qu'advient-il de la variation de l'indice spectral? L'objection la plus simple est en dernier lieu d'ordre méthodologique. Les longitudes des pôles magnétiques (200°, 360°) sont en effet voisines de celles des

anomalies magnétiques (230°, 15°), si on tient compte des grandes incertitudes sur la longitude du pied ionosphérique d'une ligne de champ observée dans la magnétosphère externe: distinguer les effets des pôles de ceux des anomalies magnétiques est donc peu aisé, les faire intervenir est-il nécessaire? Pourquoi ne pas choisir la simplicité quand la complexité n'apporte que des problèmes supplémentaires?

1.5.3 le mystère de l'horloge

Les observations de l'horloge

Résumons les indices rassemblés par les observations sur les différentes régions de la magnétosphère:

- Dans la magnétosphère interne, le flux est fonction de la distance à la planète. Dans la magnétosphère médiane, une nette modulation est due à un important magnétodisque où les particules, électrons ou protons, sont confinées plus ou moins efficacement suivant leur énergie (par exemple Goertz, 1979). En raison de l'inclinaison de l'axe du dipôle par rapport à celui de rotation de la planète, ce magnétodisque engendrerait une modulation de 10h pour un observateur fixe non équatorial, et cause donc une modulation d'environ 10h mais dépendant de la position de la sonde en heure locale (Fig. I.5.E). Une dépendance vis à vis de la longitude a été, de fait, mise en évidence par les sondes Voyager (Schardt et al., 1981; Vasyliunas et Dessler, 1981).

- Dans la magnétosphère extérieure, une modulation 10h est aussi présente. Sa phase est indépendante de la position de l'observateur; d'où son nom de mode horloge (§I.5.1). Visible dans le flux, elle est d'autant plus accusée que l'énergie des électrons augmente, ce qui se traduit par une modulation de l'indice spectral. En fait, elle est visible dans la magnétogaine parfois, dans la couche limite et dans la magnétosphère externe. Dans cette même région, des courants de particules ont été observés, interprétables par le croisement de tubes de flux ouverts par où le champ magnétosphérique est interconnecté avec le champ interplanétaire (§I.4.3 et §I.4.4). La magnétosphère externe, ainsi que les couches limites, sont donc le siège de la modulation 10 heures et de reconnexions magnétiques.

Dans le milieu interplanétaire autour de Jupiter (domaine défini dans l'écliptique à moins de 0.4 UA subsolaire et 4 UA dans la direction antisolaire, et hors l'écliptique à moins de 0.9 UA au Sud), les électrons montrent parfois de brusques augmentations de flux, dont l'origine jovienne est attestée par leur forte anisotropie et sa direction, par leur spectre et la direction du champ interplanétaire (§ II.2) Ces événements baptisés "jets" sont peu diffusifs et portent l'empreinte de la modulation 10h.

Fuite et reconnexion

Y aurait-il un lien entre reconnexion et mode horloge? Expliquer l'horloge de Jupiter revient à élucider les mécanismes d'accélération et d'échappement des électrons joviens ainsi que leur localisation. Posons quelques modestes jalons.

A priori, le mécanisme de sortie des électrons de la magnétosphère est soit la fuite le long de tubes de flux reconnectés (§I.4.2), soit la diffusion perpendiculaire (Zhang et al., 1993). Nous retrouvons là un débat qui dure encore sur la magnétosphère terrestre (I.4.2)... Des discontinuités dans les caractéristiques des particules et du champ au passage des frontières magnétosphériques, et l'observation des jets interplanétaires d'électrons favorisent l'existence du mécanisme de reconnexion. Reste à en établir l'importance face à la diffusion, favorisée sur les flancs de la magnétosphère par l'instabilité de Kelvin-Helmholtz.

La reconnexion a la vertu d'expliquer la persistence d'une modulation, ou de n'importe quelle caractéristique des particules, là où sont présentes des lignes de champ interconnectées, au nez de la magnétosphère, sur les flancs dans les tubes de flux convectés vers la queue, et dans l'espace

interplanétaire. Ceci est en accord avec le fait que la présence de la modulation 10h n'est ni uniforme dans l'espace interplanétaire ni symétrique par rapport à la magnétosphère. Elle n'est vue du côté subsolaire que très près de celle-ci et en de rares occasions: trois fois, quelques trente jours avant la rencontre par Pioneer 10 (Chenette et al., 1974), deux fois par Voyager 2 (Schardt et al., 1983) près de la magnétopause, et trois fois par Ulysse (Ferrando et al., 1993b; § II.2.2). Côté nuit, elle n'est pas observée dans la queue magnétique proprement dite, mais dans la couche limite ou dans des filaments apparemment connectés à la magnétosphère (Schardt et al., 1983; Kurth et al., 1981). Au nez de la magnétosphère, elle n'est pas présente immédiatement autour de l'onde de choc mais à environ 0.3 UA de celle-ci (Ferrando et al., 1993b), ou 0.1 UA suivant le cas (Schardt et al., 1983).

Si la coincidence des pics pour des électrons d'énergies différentes, comme ceux des voies E4 et E12, doit survivre dans la magnétosphère aux dérives dues aux gradients de champ et à la diffusion, processus dépendant de l'énergie, ceci implique un temps de résidence des électrons pas trop long dans la magnétosphère et/ou une modulation lors de l'échappement. Ces dernières hypothèses seraient compatibles avec le fait que la modulation est vue au dedans comme au dehors de la magnétosphère et que le nombre d'électrons injectés dans le milieu interplanétaire par Jupiter (§ II.3, Ferrando et al., 1993a) n'est pas petit devant celui de la magnétosphère externe (Fillius et Knickerbocker, 1979, § I.4.5) ou celui lié aux courants observés (Zhang et al., 1993, § I4.5).

La reconnexion permet donc, plus aisément que la diffusion, le maintien de la modulation, à condition d'alimenter les tubes reconnectés par une diffusion efficace (Nishida, 1976) à hautes latitudes et à faibles distances de la planète. Ceci rejoint les observations et commentaires de Goertz et al. (1976) qui ont établi la corrélation entre l'ouverture des lignes de champ, à plus basse latitude que prévu, et les variations des taux de comptage pour la sortie de Pioneer 10: "The topology suggests the existence of open field lines, ie field lines which are connected to the interplanetary field and along which the energetic particles can freely escape from Jupiter".

En conclusion, la diffusion existe sûrement, mais l'existence de tubes reconnectés est convaincante pour expliquer l'échappement des électrons modulés, la distribution spatiale et le maintien de l'horloge.

Horloge et reconnexion

La reconnexion expliquerait-elle l'origine de ce mode horloge?

Supposons que la reconnexion soit directement responsable de la modulation 10h. Le taux de reconnexion serait modulé par la longitude, ie par l'orientation du pôle Nord -ou de l'asymétrie longitudinale - par rapport au Soleil. Un décalage de phase d'une demi-période se produirait à chaque inversion du champ interplanétaire, donc suivant le côté où se trouve Jupiter par rapport à la jupe de ballerine du Soleil, ce qui est démenti par l'observation. Citons par exemple Smith et al. (1978) qui ont repéré les différents secteurs de polarité magnétique dans laquelle se trouvait la magnétosphère que visitait Pioneer 10, et ceci grâce aux données magnétiques jumelles de Pioneer 11. Or, Pioneer 10 n'a pas relaté de décalage de 5 h ni dans la magnétosphère ni à l'extérieur (cf aussi Chenette et al., 1974; à confronter avec Simpson et al., 1993). D'autres mécanismes ont été proposés pour expliquer cette modulation 10 heures dans les ceintures de radiation joviennes: la rotation de l'axe magnétique de la planète induirait des perturbations altérant le troisième invariant adiabatique des particules, d'où une résonance de leur fréquence d'oscillation avec la période de la planète (Bespalov, 1985)...

Mais, si les champs moyens planétaire et interplanétaire ne sont pas nécessairement antiparallèles pour la reconnexion, comme le suggère l'observation dans le cas de champs parallèles par Ulysse (§I.4.3), l'objection tombe et, du même coup, nous disposons d'un moyen pour "fabriquer" une reconnexion modulée toutes les 10 heures. Seules des observations supplémentaires pourront alimenter et clore le débat sur l'importance de la direction du champ interplanétaire pour le taux de reconnexion.

1.5.4 Proposition de mécanisme

Supposons en effet que la latitude plus basse du cornet polaire Nord (Engle, 1992) permette à celui-ci de "frotter" périodiquement les ceintures de radiation internes, donc facilite l'accès des électrons énergétiques aux lignes de plus hautes latitudes, parfois reconnectées (Fig. I.5.H). Ceci introduirait la périodicité de 10 heures sans contraindre l'efficacité de la reconnexion côté jour, celle-ci provoquant l'ouverture de lignes de champ rattachées aux deux pôles et rendant la situation symétrique quant aux hémisphères nord et sud, vu la rapidité d'aller-retour d'un électron sur une ligne fermée. Ulysse observe cette modulation lorsqu'il se trouve aux frontières de la magnétophère. D'où, aussi, l'asymétrie longitudinale de l'anisotropie du premier ordre dans la magnétosphère côté jour: Ulysse observe une anisotropie plus forte quand le pôle Nord pointe vers le Soleil car plus d'électrons s'échappent (Fig. I.3.H, histogrammes a2-a3). Sur les flancs, les tubes convectés du nez vers la queue de la magnétosphère se drapent autour de celle-ci, formant la couche limite et le manteau. L'anisotropie C1 est plus équidistribuée mais pique en intensité à la longitude subsolaire du pôle Nord car Ulysse se trouve alors sur les lignes de champ de plus hautes latitudes magnétiques.

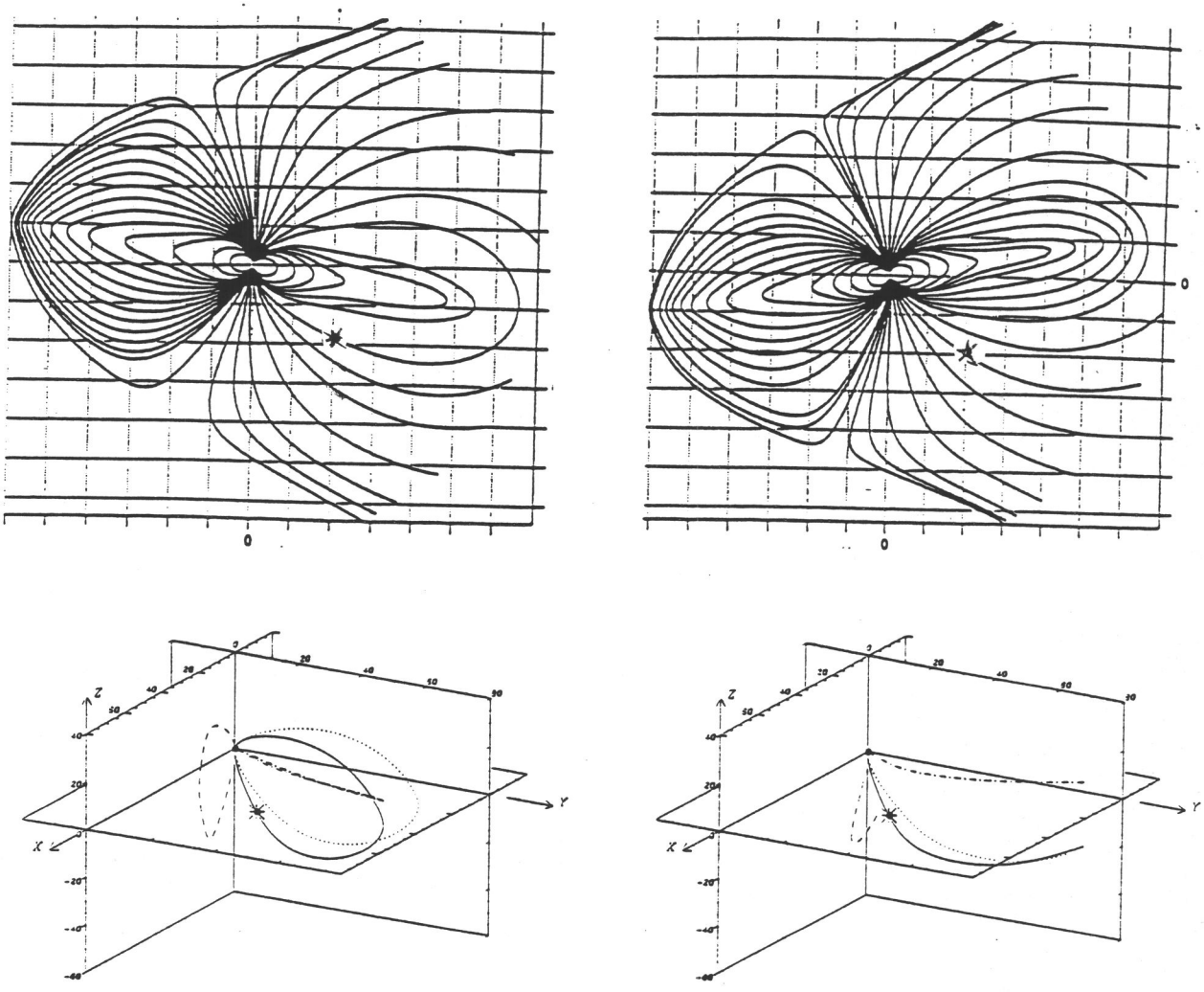
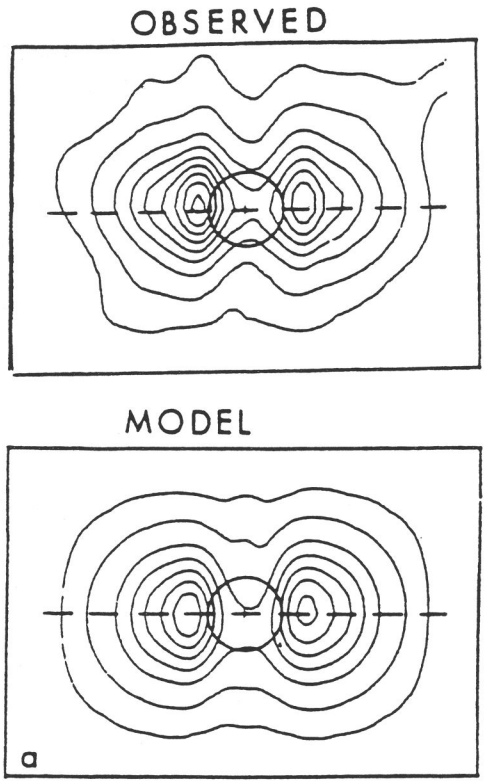
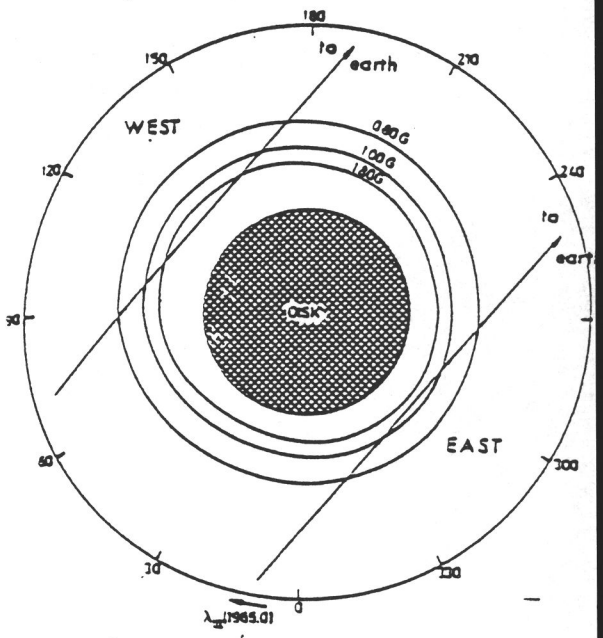


Fig. I.5.H: *Magnétosphère en rotation: modèle d'Engle (1992): Représentation dans le méridien midi-minuit des lignes de champ magnétosphériques d'après un modèle de champ pré-Ulysse lorsque l'axe magnétique Nord est incliné vers le Soleil (**a**) ou à l'opposé, cinq heures après (**b**). La limite du cornet polaire varie en latitude magnétique en fonction de la rotation. La représentation 3-D illustre la position de la sonde (*) durant la sortie et des lignes de champ sur lesquelles elle se trouve: sur une ligne fermée dans le cas a) et ouverte pour b). (la figure b est librement adaptée de Prangé et al., 1995)*





View on top of Jupiter with three B const contours of 1.80, 2.00, and 0.80 G in the magnetic equatorial surface of the O_4 model and two lines of sight to the observer at equal distances from the planet, for a central meridian longitude of 220°.

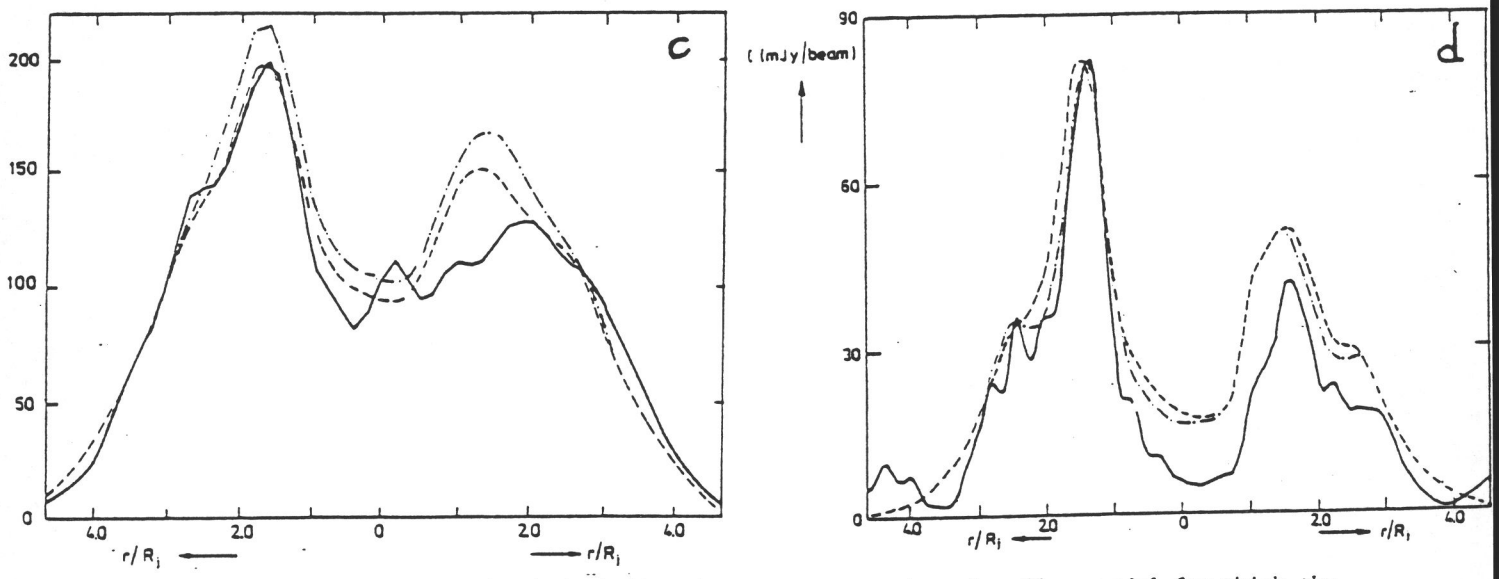


Fig. c, d. (c) The dashed line is a cross scan through a 21-cm model for which the survival probability for 20-MeV electrons passing Amalthea's sweeping area P = 0.50, and there is pitch angle scattering such that q decreased from 40 to 30; the dot-dash curve is through a 21-cm model for which P = 0.62. (d) The dashed line shows a cross scan through a 6 cm model for which the survival probability for 20-MeV electrons passing Amalthea's sweeping area P = 0.50, and there is pitch angle scattering such that q decreased from 40 to 30. The dot-dash curve shows a cross scan through a model where q has dropped to 20.

Fig. I.5.I: *Electrons des ceintures de radiation (De Pater, 1981a,b)*

a) *Carte des observations radio du rayonnement synchrotron à 6 cm (électrons de 20-40 MeV) montrant l'asymétrie de la zone d'émission*

b) *Schéma de la direction d'observation pour λ=220°.*

Coupe méridionale de l'émission observée (trait plein) et modélisée (traits pointillés) à 21 cm, correspondant à des électrons de 10-20 MeV (c) et 6 cm, due à des électrons de 20-40 MeV (d).

Les données des sondes, surtout de Pioneer 11 et d'Ulysse, indiquent qualitativement que les cornets polaires joviens sont à bien plus basses latitudes que celles de la magnétosphère terrestre, en raison du magnétodisque de Jupiter. C'est confirmé quantitativement par des modèles de cornets polaires incluant les courants du magnétodisque et de la magnétopause, les paramètres étant fixés grâce aux données des sondes Pioneer. Dans ce modèle, la présence du magnétodisque et la position asymétrique du pôle Nord entraînent un cornet polaire Nord à basses latitudes, à environ 25° de la ligne Terre-Soleil (Thomas & Jones, 1984). La rotation du dipôle déplace périodiquement les cornets (Engle, 1992) en terme de latitude magnétique.

Vu sa plus basse latitude, la calotte polaire Nord "frotterait" les ceintures de radiation internes plus efficacement que celle du Sud. C'est en accord avec les commentaires de Goertz et al. (1976) et les observations d'Ulysse de lignes de champ ouvertes à plus basses latitudes côté Nord que côté Sud. Citons Phillips et al. (1993): "Note that the North latitudes for the inbound open field encounters are similar in magnitude to the South latitudes for the outbound plasma sheet crossings, suggesting that the open field regions extend to lower latitudes on the dayside than near the terminator (outbound)".

Cette influence du cornet polaire Nord cause une asymétrie longitudinale dans la magnétosphère externe dépendant de la période synodique. Les électrons seraient libérés aussi bien dans la magnétosphère externe le long des lignes de champ de plus hautes latitudes que dans la magnétogaine et la couche limite par les tubes reconnectés, ce qui explique une modulation du flux de même phase puisque les électrons se propagent dans ce cas vite car parallèlement au champ, et ils vont directement jusque dans le milieu interplanétaire. Une asymétrie des ceintures de radiation internes de Jupiter est visible dans les observations radio et correspondent à une longitude subsolaire (car "subterrestre": il s'agit d'observations effectuées depuis la Terre!) de 200° (de Pater, 1981a,b; Fig. I.5.I). L'extension géographique et l'asymétrie des ceintures dépend de l'énergie et ceci pourrait causer la modulation du spectre des électrons s'échappant...

L'horloge ne serait alors plus un mystère mais la simple manifestation d'une variation périodique de la géométrie des cornets polaires et de la structure globale des lignes de champ magnétosphérique. Reste à modéliser les cornets polaires de Jupiter avant de quantifier vraiment leur possible effet sur la population des électrons des ceintures de radiation...

I.6. LES ELECTRONS A JUPITER, TRACEURS DU CHAMP

Vous voilà donc au bout de ce premier voyage...
Dit Circé à Ulysse (Homère, Odyssée XII, 40)

I.6.1 A quoi ressemble la magnétosphère jovienne ?

Les électrons nous ont servi de traceurs du champ pour définir la nature des lignes de champ et la structure globale de la magnétosphère.

Alors que les scientifiques travaillant sur les données des sondes précédentes avaient concentré leur attention sur les régions internes et médianes de la magnétosphère, cette cinquième visite de la magnétosphère de Jupiter a permis l'étude des régions externes, à hautes latitudes magnétiques. Leur caractère hautement dynamique, leurs interactions avec le vent solaire, le halo d'électrons énergétiques s'en échappant complètent avantageusement la vision que nous avions de la magnétosphère géante.

La Fig. I.6.A reprend un des premiers schémas exécutés à la main par A. Balogh (1992) juste après le passage au plus près de Jupiter. Il permet de résumer la vision générale de cette magnétosphère géante et très dynamique telle qu'Ulysse l'a observée. Le premier intérêt des observations d'Ulysse tient à l'originalité de sa trajectoire. De plus, bénéficiant des observations précédentes et des modèles de la magnétosphère plus interne, les expérimentateurs d'Ulysse ont pu se concentrer sur la magnétosphère externe, jusque-là peu étudiée.

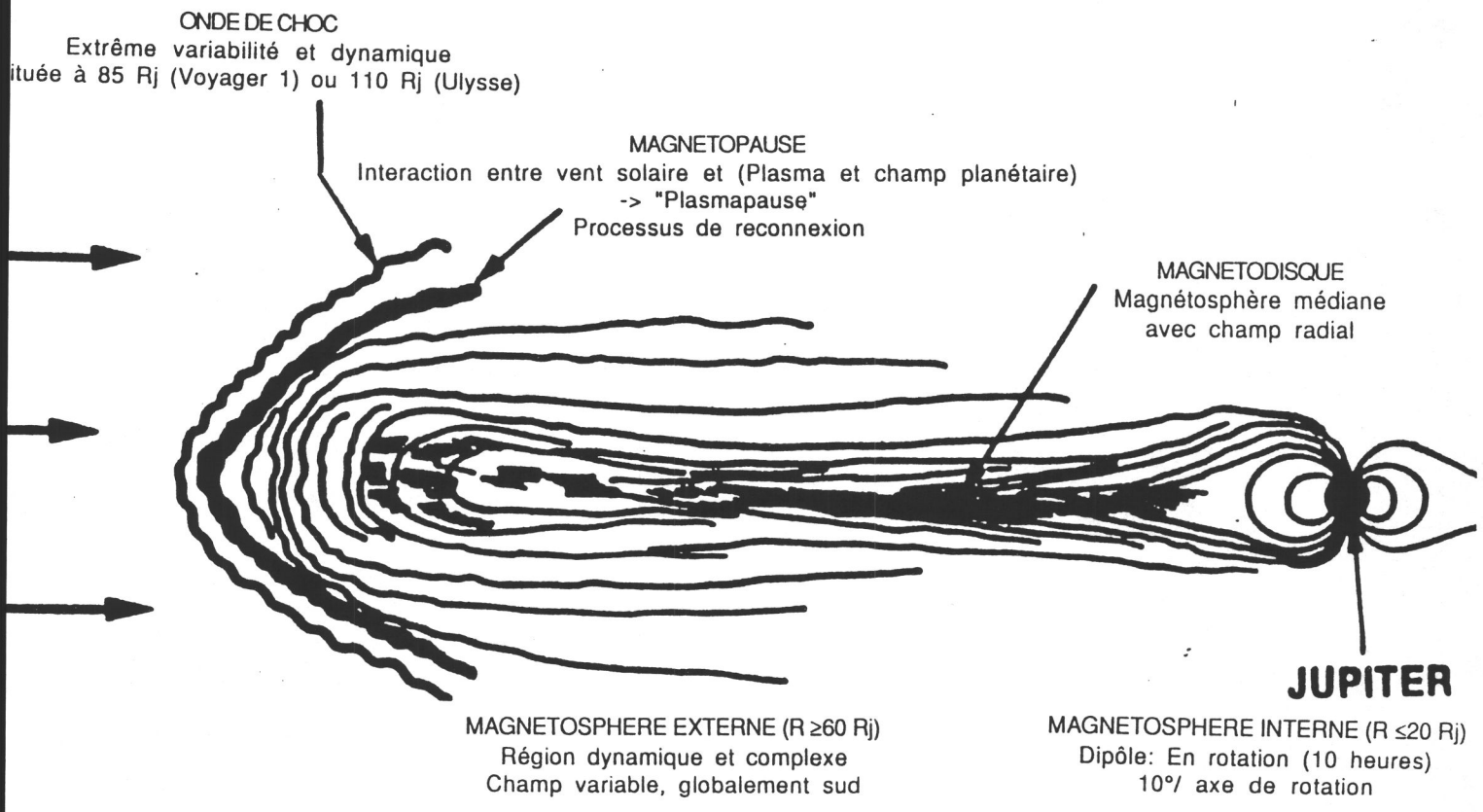


Fig. I.6.A: La magnétosphère jovienne côté jour explorée par Ulysse

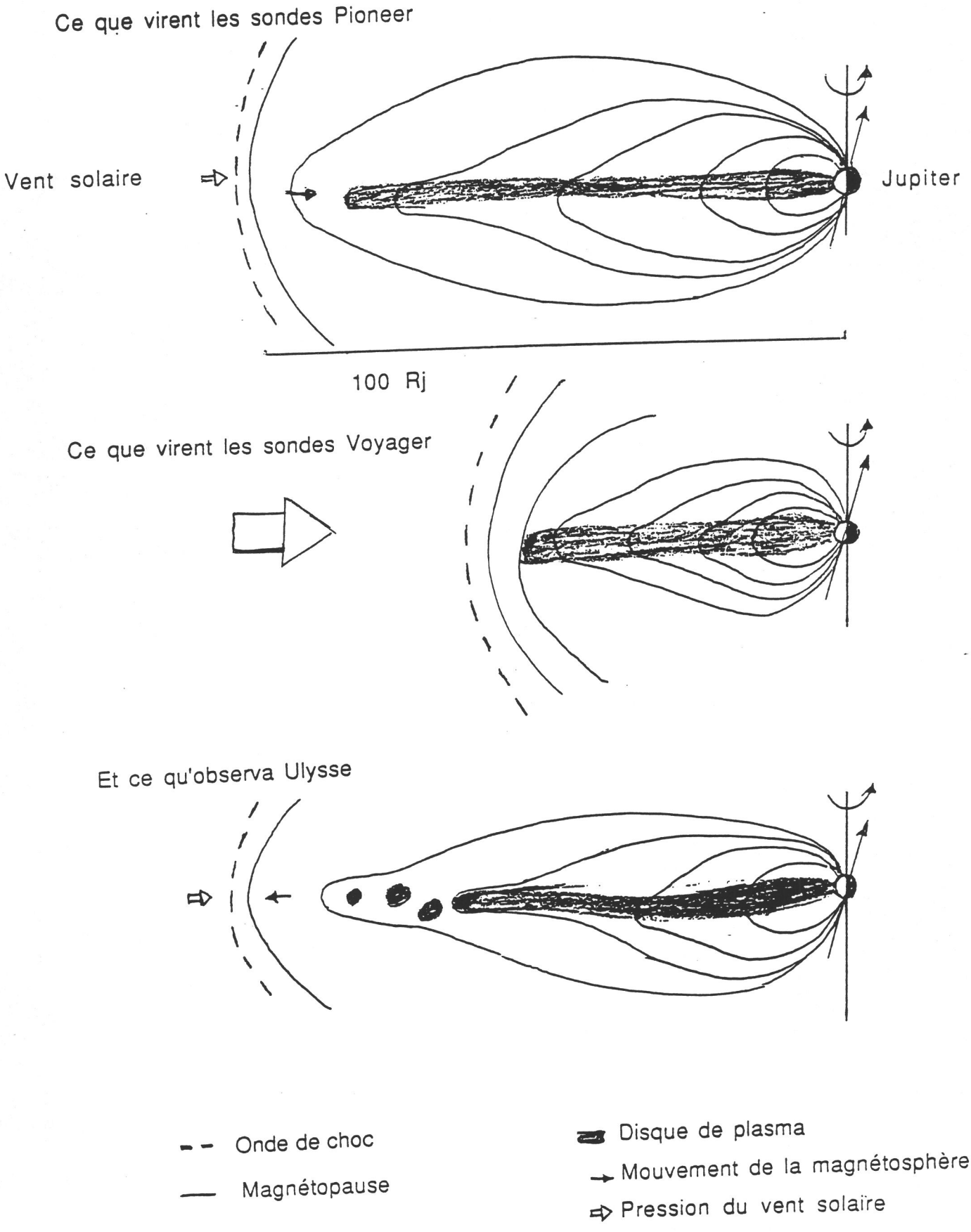


Fig. I.6.B: Les "trois magnétosphères" de Jupiter visitées par les cinq sondes
Elle illustre la variabilité de la magnétosphère d'une visite à l'autre, suivant les conditions du vent solaire.

I.6.2 Résultats de KET

La Fig. I.6.C présente les résultats de KET issus de l'étude précédente en les positionnant le long de la trajectoire d'Ulysse:

- Couches limites et reconnexions magnétiques: au nez de la magnétosphère, KET a observé des phénomènes de reconnexion magnétique et a mis en relief l'existence de couches limites épaisses (4-5 Rj), siège des reconnexions et par voie de conséquence de la fuite des électrons joviens dans l'espace interplanétaire (§I.4).

- Calotte polaire: en passant aux hautes latitudes joviennes, Ulysse a traversé la calotte polaire (et sans doute le cornet) Nord de la planète géante. KET a confirmé la détection de la calotte polaire par ses voies protons; une couche limite plus large (§I.3.3) est délimitée par les électrons relativistes, qui sont donc présents dans la magnétosphère de hautes latitudes ouverte sur la magnétogaine.

- Bouffées d'électrons: côté nuit, KET a confirmé les observations de HET relevant la présence de bouffées d'électrons relativistes, peut être liées à des phénomènes de reconnexion dans la queue de la magnétosphère et jouant la contrepartie des reconnexions côté jour (§I.3).

- Modulation 10 heures: KET disposait de quelques atouts pour mener une nouvelle enquête à propos de la modulation 10 heures. De plus, la synthèse avec les observations précédentes cerne mieux le problème. La modulation est présente dans les zones frontières de la magnétosphère où s'entremêlent des tubes de flux interconnectés. Le cornet polaire Nord, situé à plus basses latitudes que le cornet sud, porte, sans doute, la responsabilité d'un échappement plus facile et périodique des électrons par les lignes de champ avoisinant la calotte. La convection de ces lignes drapant la magnétosphère expliquerait la présence de la modulation 10 heures tout autour de la magnétopause. Autrement dit, il n'y aurait pas besoin de faire intervenir d'anomalie magnétique mais seulement la rotation de l'axe magnétique et son effet sur la structure globale de la magnétosphère (§I.5).

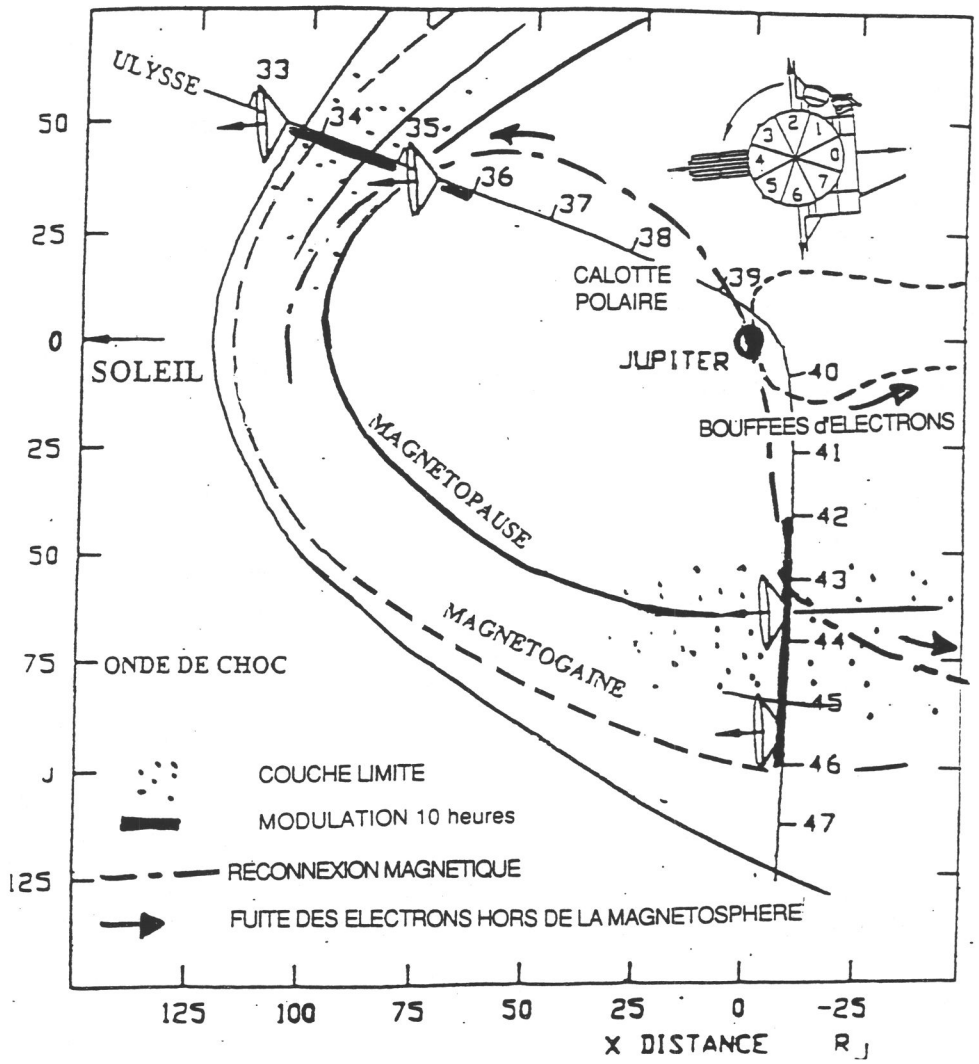


Fig. I.6.C: les découvertes de KET le long du trajet d'Ulysse

I.6.3 Perspectives

Cette étude a, je l'espère, mis en relief la nécessité et la fécondité d'une étude comparative des magnétosphères: celle de Jupiter, après cinq passages de sondes spatiales, ne peut être appréhendée sans une référence constante aux observations de la magnétosphère terrestre et aux modèles développés pour cette dernière. Ne serait-ce d'ailleurs que pour relever la spécificité de Jupiter: l'importance de son magnétodisque de plasma et de ses sources internes de particules et, en ce qui concerne les particules d'énergies au-dessus du MeV, l'épaisseur des couches limites et l'existence du phénomène de la modulation 10 heures, par exemple.

L'exploration planétaire, l'étude des magnétosphères géantes et, dans une moindre mesure, celle de l'environnement terrestre, sont particulièrement tributaires du contexte international, politique et budgétaire. Ulysse gardera longtemps son originalité...

L'étude comparative des systèmes magnétosphériques des autres planètes est une des grandes options de l'ESA. L'accent porte maintenant sur l'étude détaillée des régions critiques et, parmi elles, sur les zones de couplage entre magnétosphère et vent solaire d'une part et entre magnétosphère et ionosphère d'autre part: les frontières magnétosphériques (choc, magnétopause, couche de plasma de la queue magnétique et de ses frontières) et les lignes de force magnétiques aurorales (Blanc, 1993; Langevin, 1993).

Quels seront donc les successeurs d'Ulysse, au moins au niveau européen, dont la programmation permet mieux (que celle de nos partenaires d'outre-atlantique) une vision à long terme?

En ce qui concerne l'étude de Jupiter, les rhumatismes de Galiléo, à savoir la paralysie de son antenne grand gain, limitent ses possibilités de transmission, avec un débit de télémesure de 50 bits par seconde. L'ingéniosité des équipes techniques ne saurait pallier entièrement à cet handicap, plus lourd pour les expériences d'imagerie dans le visible et l'infra-rouge proche. La prochaine mission spatiale, CASSINI, sera consacrée à Saturne, planète jumelle de Jupiter par sa taille et sa rotation rapide, mais plus complexe par la diversité de ses sources de plasma (satellites de glaces, et Titan peut-être). Elle devrait être lancée fin 1997, pour injecter la sonde HUYGENS dans l'atmosphère de Titan en 2004, puis orbiter autour de Saturne. Sa moisson de données ne sera pas sans retombée scientifique sur l'étude de Jupiter.

Quant à la Terre, elle reste la référence et le grenier à données par excellence. L'étude des régions critiques a été promue avec la mission CLUSTER, pierre angulaire de l'ESA (C1) du projet Horizon 2000, partageant ce titre avec SOHO, consacré lui à l'étude du Soleil. L'ambition de CLUSTER, ce quarteron de satellites, est bien de mesurer non seulement les grandeurs observables du milieu magnétosphérique, telles pression et température, mais aussi leurs dérivées premières locales. Cela permettra l'étude fine des zones de couplage et des transferts d'énergie. Sans oublier le départ proche d'Interball... Le programme IBIZA est un projet utilisant l'alignement de deux satellites dans le but d'étudier les mécanismes d'accélération et de précipitation dans les zones aurorales de la magnétosphère terrestre, mais aussi des magnétosphères géantes. Comment ne pas mentionner aussi le projet "Cornet Polaire" dont la mission serait l'étude des évènements sporadiques et localisés de reconnexion magnétique terrestre? Les observations depuis la Terre d'ORAJES/J3S nous apporteront du nouveau sur l'interaction entre vent solaire et magnétosphère.

Ajoutons encore que, paradoxalement, une perspective d'avenir reste l'analyse comparative des observations anciennes. Trop souvent, les données sont rapidement exploitées puis mises aux oubliettes. Une étude des reconnexions telles qu'ont dû les voir les sondes Pioneer et Voyager, à en croire de brèves allusions dans les articles anciens, serait essentielle à l'évaluation de l'importance du phénomène.

En bon explorateur, Ulysse a suscité par ses découvertes un regain d'intérêt pour l'étude de ses prédécesseurs et un surcroît d'informations pour la préparation de ses successeurs...

PUBLICATION ASSOCIEE **pages 223-248**

LE ROYAUME DE JUPITER

Balogh A.[1], S.W.H. Cowley[1], T.M. Edwards[1], G. Erdös[1,2], P. Ferrando[3], R.J. Forsyth[1], R.J. Hynds[1], C. Rastoin[3], A. Raviart[3] and K. Staines[1], 1995:

Energetic Ion and Electron Observations at Jupiter's Dayside Magnetopause: Implications for Magnetopause Location and Boundary Coupling Processes, submitted to Planet. and Space Sci.

[1] Blackett Laboratory, Imperial College, London, SW7, UK

[2] KFKI Research Institute, Budapest 114, 1525 Hungary

[3] Service d'Astrophysique, CEA, C.E. Saclay, Gif sur Yvette, France

DEUXIEME PARTIE

LES ELECTRONS DE JUPITER

DANS L'HELIOSPHERE

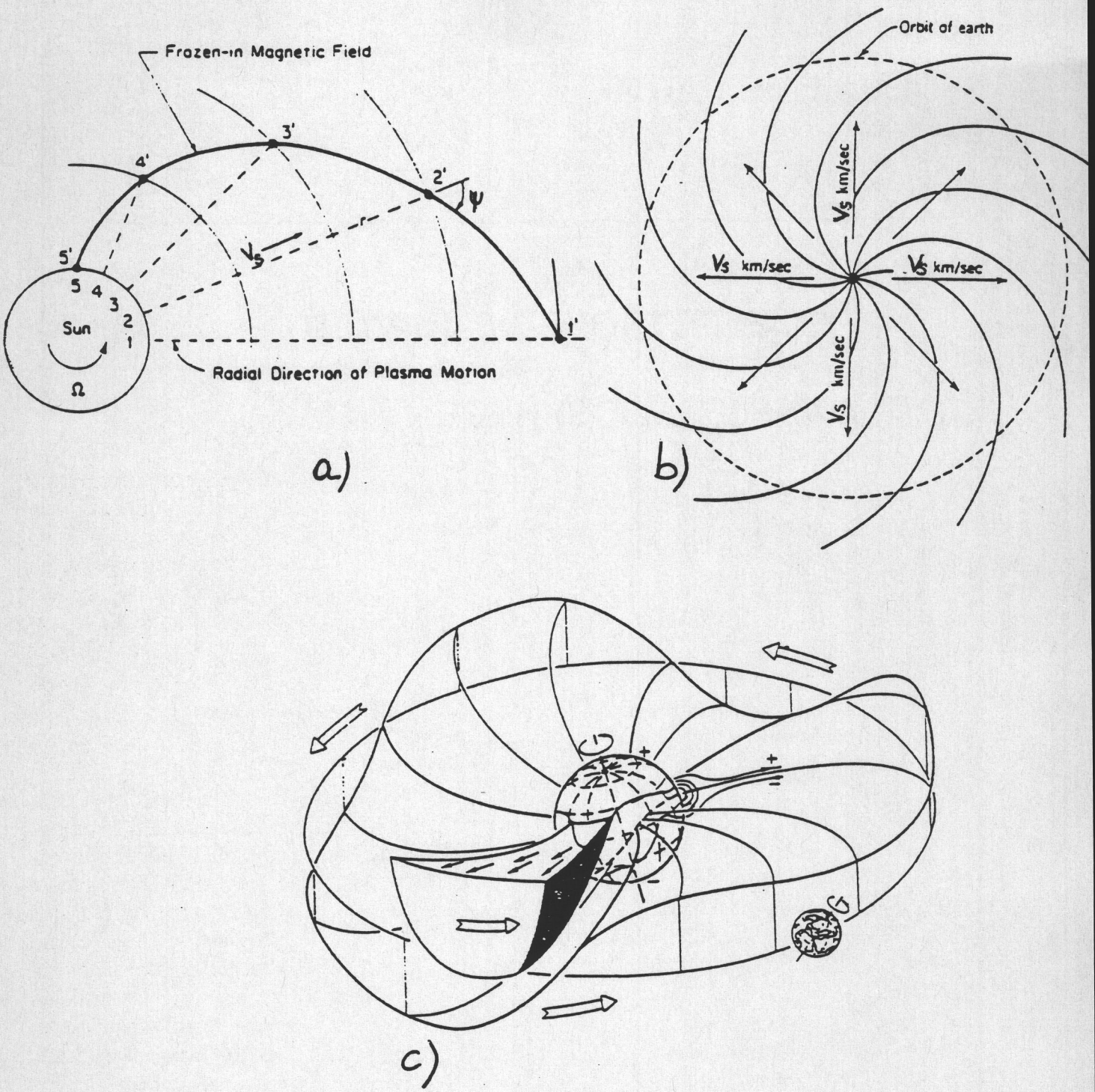


***Fig. II.1.A:** Champ magnétique solaire 2-D, 3-D*

***a)** Formation de la structure spirale de la ligne de champ à cause de la rotation du Soleil (Pomerantz, 1971).*

***b)** Structure 2-D du champ magnétique interplanétaire pour une vitesse de vent constante (Parker, 1963)*

***c)** Structure 3-D de la couche de courant non loin d'un minimum solaire (Alfvèn, in Schwenn, 1990)*

II.1 L'HELIOSPHERE EN TROIS DIMENSIONS

> Semaine après semaine, Explorateur 1 s'éloignait..., sans le plus petit risque de collision avec un autre vaisseau. Pourtant l'espace dans lequel il pénétrait était loin d'être vide. (Clarke, 2001 L'odyssée de l'espace)

Nous avons vu, en première partie, que Jupiter est une source d'électrons relativistes fuyant de la magnétosphère géante dans le milieu interplanétaire. Ces électrons, en se propageant, nous renseignent sur la structure du champ interplanétaire. Modéliser leur flux détecté à Ulysse, comprendre les obstacles qu'ils ont rencontrés sur leur chemin et déduire de ces observations les paramètres de leur propagation dans l'héliosphère pour pouvoir ensuite modéliser la propagation des particules galactiques à plus haute énergie, tel sera le but de cette deuxième partie.

Ulysse a eu tout loisir d'observer le milieu interplanétaire dans l'écliptique lorsqu'il était en route vers Jupiter, puis le milieu "extraplanétaire" en explorant les plus hautes latitudes de l'héliosphère. Nous garderons néanmoins le terme de milieu interplanétaire en essayant de le concevoir maintenant en trois dimensions, grâce à Ulysse.

II.1.1 Soleil, champ magnétique et jupe de ballerine

Le Soleil domine tout son environnement; il est la source du vent solaire, ce flot ininterrompu de particules solaires chargées, de vitesse variable, 450 km/s en moyenne. Ce flot radial remplit toute l'héliosphère et entraîne les lignes de champ magnétique dont les "pieds" tournent avec le Soleil en développant une structure spirale (Fig.II.1.A-a). Nous en avons esquissé la description en introduction (§2.1). Nous allons maintenant y revenir avec la perspective de dresser plus précisément le décor où les électrons joviens évoluent. Par exemple, nous nous intéresserons aux lignes de champ passant par Jupiter: elles sont supposées être des spirales parfaites d'Archimède ou spirales de Parker et s'inscrivent dans le cône défini ainsi: il a pour axe de symétrie l'axe de rotation du Soleil, et pour sommet ce dernier. Il contient de plus Jupiter (Fig. 3 de Rastoin et al., 1995).

Vers une vision 3-D de l'héliosphère

Les premières années de l'exploration spatiale n'ont fourni qu'une vision en deux dimensions du voisinage de la Terre: deux polarités différentes des lignes de champ partagent l'écliptique en secteurs de longitudes (Fig. II.1.A-b), que la Terre voit passer alternativement (Ness et Wilcox, 1964). Depuis a été introduite la notion de couche de courant héliosphérique, définie comme un "équateur héliomagnétique" (Schulz, 1973): c'est la surface continue et ondulée qui entoure le Soleil et sépare l'espace interplanétaire en deux hémisphères de polarités opposées (Fig II.1.A-c). Le passage de la Terre, par exemple, en dessous et au-dessus de cette surface équivaut à un changement de polarité, de "secteur". L'association de cette couche de courant avec une zone à la surface du Soleil associée à un vent solaire lent conduisit à la notion de ceinture de courant équatorial. On sait maintenant que la couche de renversement de champ est très mince, de 3 10^3 à 10^4 km au niveau de la Terre et qu'elle est associée à une région plus large de haute densité de plasma et de champ faible, appelée la couche de courant héliosphérique, vingt fois plus épaisse que la précédente (Winterhalter et al., 1994). Nous retrouvons le même dédoublement de définition que dans la magnétosphère: toute zone de transition peut être définie par ses caratéristiques de champ magnétique ou de plasma. Une fois cette terminologie clarifiée, il reste à avertir le lecteur que nous utiliserons le terme de "jupe de ballerine" pour nous référer globalement à l'équateur héliomagnétique sans entrer dans le détail de ces différentes couches de courant ou de plasma. Avec Ulysse, nous avons vraiment accès à la troisième dimension de l'héliosphère et nous l'observons à différents moments du cycle solaire: continuons donc à dépeindre la jupe de ballerine au cours du temps.

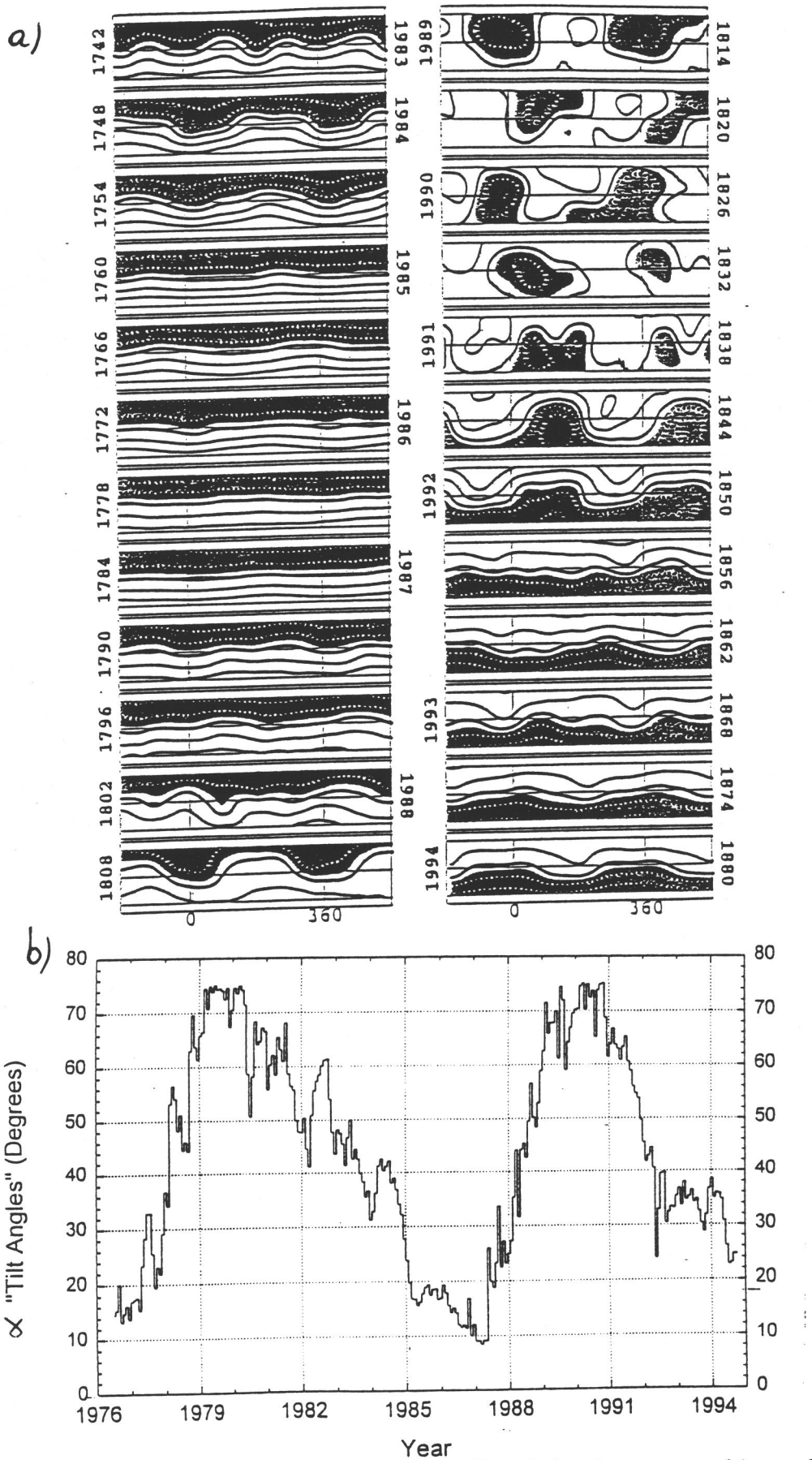


Fig II.1.B: *Cycle solaire: variations temporelles a) du champ magnétique photosphérique (observé depuis la Terre) et extrapolé à 2.5 rayons solaires (Hoeksema, 1995). Les régions grisées correspondent à la polarité négative, la jupe de ballerine est la séparation entre les deux polarités. b) de l'angle d'inclinaison de la jupe de ballerine (Hoeksema, 1994).*

Jupe de ballerine et cycle solaire

La "jupe de ballerine", ligne de démarcation dans l'espace interplanétaire entre les deux polarités du champ magnétique, montre ses ondulations et balaye un volume plus ou moins grand selon l'activité du Soleil. L'angle α représente justement la latitude maximale (moyennée sur les deux hémisphères) atteinte par les ondulations de la jupe de ballerine. L'équation de cette surface s'écrit en fonction de la vitesse du vent solaire Vs, de la vitesse de rotation angulaire du Soleil Ω_0. Un point appartient à la couche neutre si ses coordonnéees sphériques (r, θ, ϕ) vérifient (Jokipii et Thomas, 1981):

$$\theta = \frac{\pi}{2} + \sin^{-1}[\ \sin\alpha \sin(\phi-\phi 0+\frac{r.\Omega 0}{Vs})\ ] \quad \text{soit: } \theta \approx \frac{\pi}{2} + \alpha \sin(\phi-\phi 0+\frac{r.\Omega 0}{Vs}) \text{ si } \alpha \ll 1$$

Lorsque le Soleil est en cours de renversement de polarité, la ligne de démarcation n'est plus une surface continue et tout est désorganisé (Fig. II.1.B-a). Au début de l'odyssée, le maximum d'activité était juste révolu ($\alpha \approx 70°$) alors qu'en fin 1994 le minimum s'approche et la jupe est moins ondulée avec $\alpha \approx 25°$ (Fig II.1.B-b)). La Figure II.1.C l'illustre pour différents angles α. En fait, les derniers modèles sont plus complexes, faisant varier l'épaisseur de la jupe suivant les éjecta solaires et les longitudes, comme si l'épaisseur de crinoline de la jupe variait suivant les endroits et avec le temps (Crooker et al., 1993).

Nous verrons que cette "jupe" a son importance pour la propagation des particules, les électrons de Jupiter en particulier. Elle participe aussi (partie III) à la modulation du flux des rayons cosmiques dans la cavité héliosphérique.

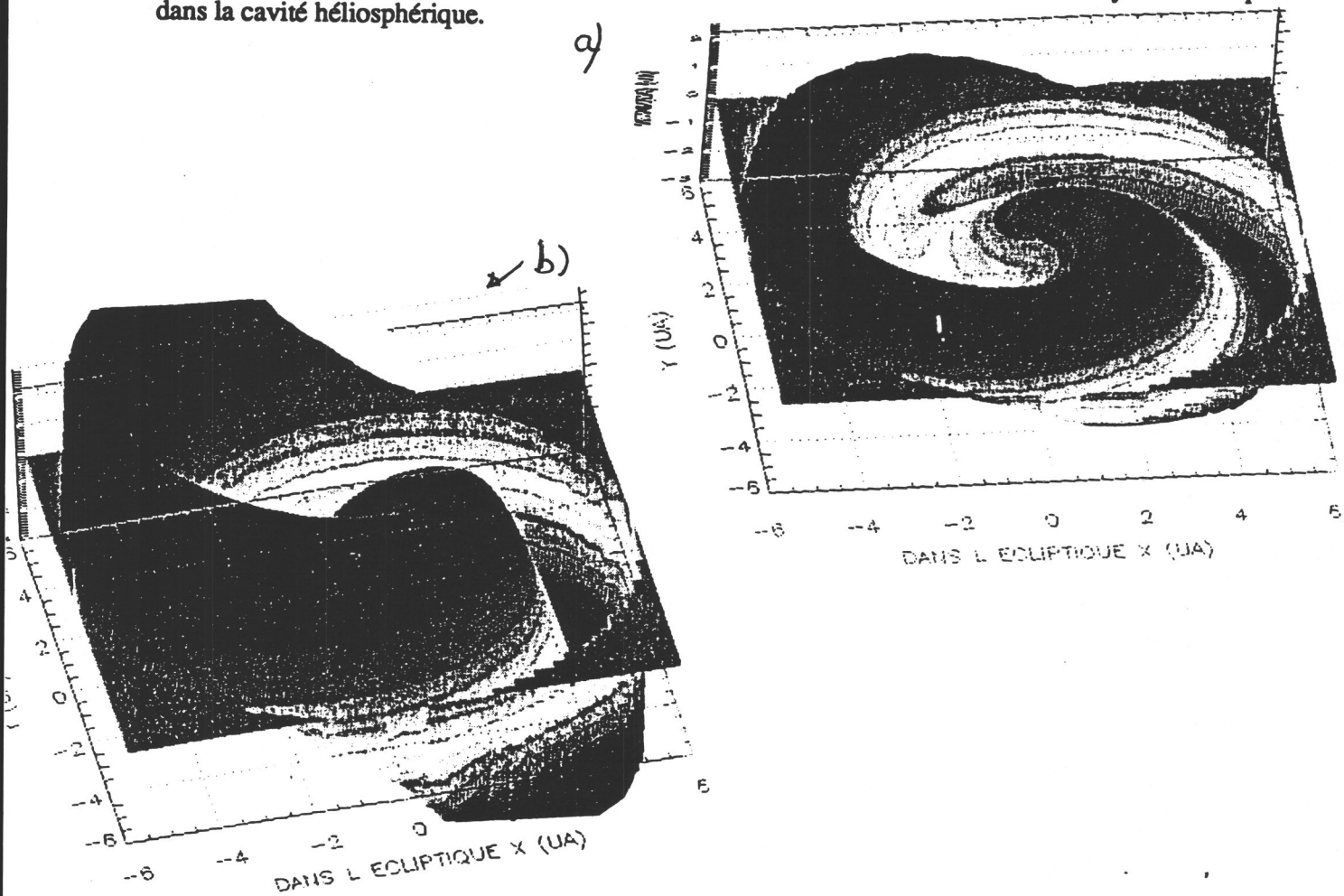


***Fig II.1.C:** Jupe de ballerine pour différentes angles d'inclinaison α et de vitesse du vent solaire Vs=450 km/s. **a)** $\alpha=25°$ (près du minimum solaire); **b)** $\alpha=75°$ (près du maximum solaire), c'est la limite observationnelle due à la ligne de visée Terre-Soleil.*

II.1.2 Chocs et vent solaire

La vitesse du vent solaire varie d'un facteur 2 à l'écliptique et se montre plus variable autour du maximum d'activité solaire. Des courants de grandes vitesses rattrapent parfois des courants moins rapides émis depuis des longitudes solaires voisines. A quelques unités astronomiques du Soleil, une zone de compression se développe, limitée par un choc frontal (F) où le vent plus lent est accéléré, et par un choc en retour (R) où le courant rapide est décéléré. Autour du minimum solaire surtout, ces structures de choc (Fig. II.1.D) se maintiennent sur des durées de plusieurs périodes de rotation. Elles sont alors appelées région d'interaction en corotation, dites CIRs ("Corotating Interaction Regions"; Smith et Wolf, 1976). Ces variations de vitesse du vent solaire sont une des sources des chocs interplanétaires qui affectent la propagation des particules, comme nous le verrons plus loin (Hundhausen et Gosling, 1975).

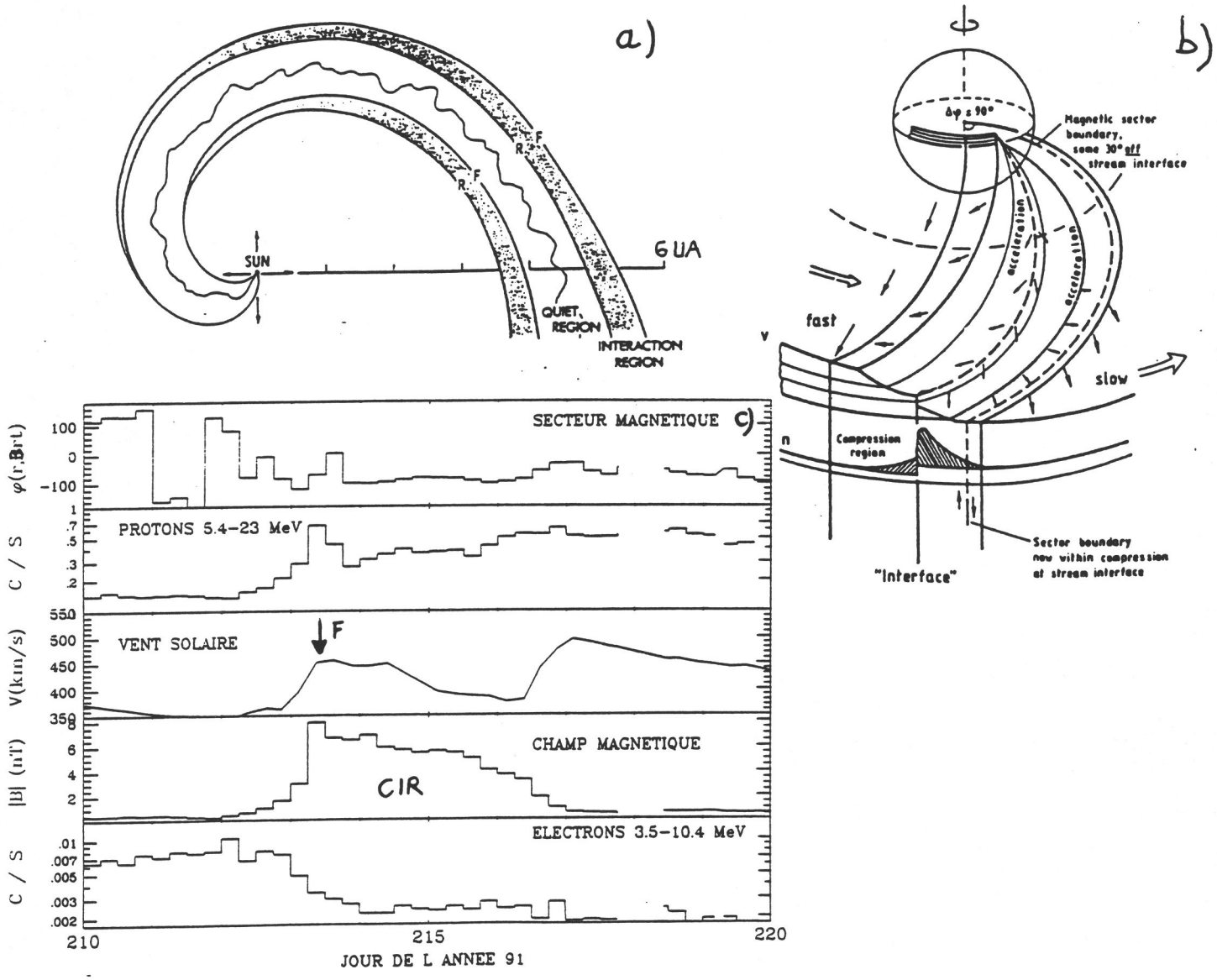
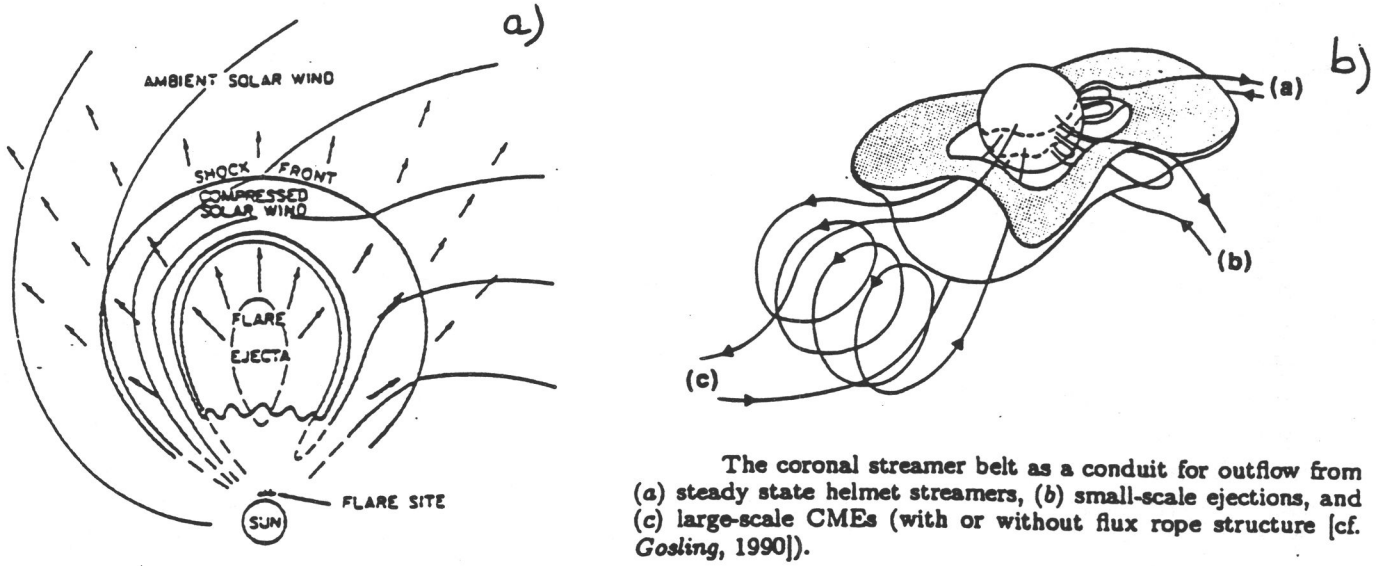


Fig. II.1.D: *Structure 2-D et 3-D d'un choc interplanétaire en corotation*
a) *Schéma 2-D de deux régions corotatives d'interaction (texte); R et F désignent les chocs frontaux et en retour (Smith et Wolfe, 1976);* ***b)*** *Vue 3-D d'une région en corotation (Bothmer et Schwenn, 1992);* ***c)*** *une CIR vue par Ulysse (Balogh, communication personnelle, 1994).*

Les éjecta de matière jaillissant du Soleil ("Coronal Mass Ejections" ou CMEs) engendrent des sortes de cavités, de bulles de plasma qui déforment les lignes de champ et atteigent parfois des tailles considérables (Fig. II.1.E; Gosling et al., 1994). Plus modestement, une éruption solaire, même d'importance moyenne, produit souvent dans le milieu interplanétaire un choc qui gêne la propagation des particules. Afin d'en étudier les effets, ou inversement d'expliquer la présence de particules à Ulysse, nous "propageons" ensuite les éruptions identifiées à la surface du Soleil (et publiées dans les Solar Geophysical Data) jusqu'à la sonde en tenant compte de la convection due au vent solaire...



The coronal streamer belt as a conduit for outflow from (*a*) steady state helmet streamers, (*b*) small-scale ejections, and (*c*) large-scale CMEs (with or without flux rope structure [cf. *Gosling*, 1990]).

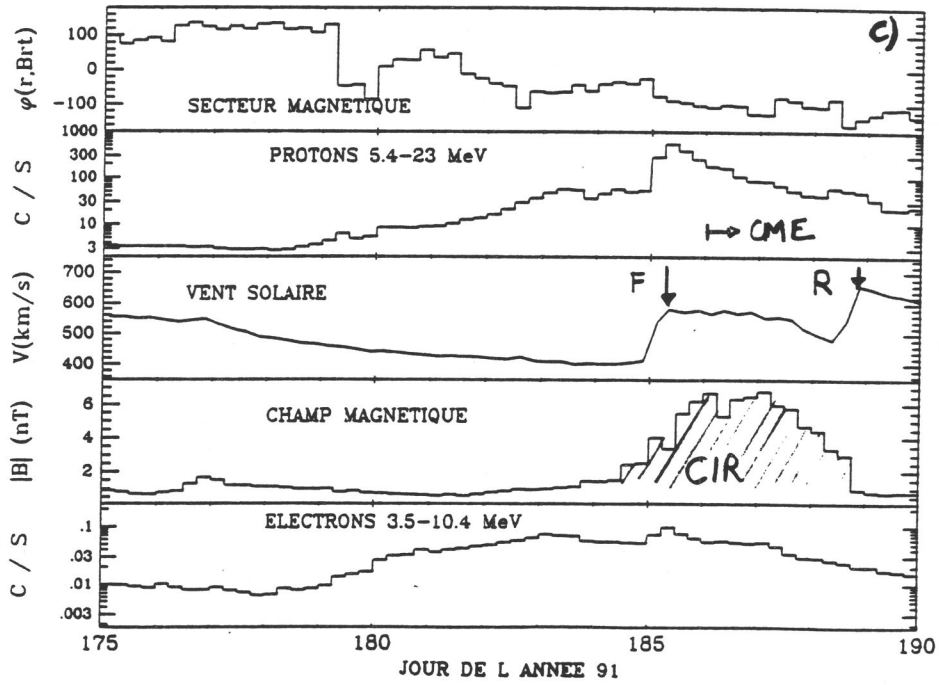


Fig. II.1.E: *Structure d'un choc dû à une éjection solaire dite CME*
a) Structure 2-D (Hundhausen, 1972); b) Structure 3-D (Crooker et al., 1993); c) Observation de KET: les montées de flux des protons et des électrons de KET dues à une accélération locale sont corrélées. Le choc passe à Ulysse au jour 185. Lors de ce changement de secteur, CIR et CME sont imbriqués (Balogh, communication personnelle, 1994)...

Le vent solaire n'a pas apporté de grandes surprises avec Ulysse. Dans l'écliptique, le vent solaire provient de la zone équatoriale de la couronne ("streamer") et les chocs, ou CIRs si ces chocs sont récurrents (Balogh et al., 1993a), encadrent souvent la jupe de ballerine. Le milieu interplanétaire observé par Ulysse est "agité", juste après le maximum d'activité solaire (Bame et al., 1993). Une fois qu'Ulysse s'est évadé de l'écliptique et du va-et-vient de la jupe de ballerine entourée des chocs F et R (Bame et al., 1993; Phillips et al., 1994), la structure du vent solaire s'est révélée fort simple. Certes, Ulysse a encore traversé à latitudes moyennes quelques CMEs. Puis, les chocs se sont faits de plus en plus rares. Les chocs F ne sont plus observés au-dela de 35°S, les chocs en retour (R) ont à leur tour disparu à 45°S environ (Balogh et al., 1993b). Cet état de fait éclaircit le déploiement en trois dimensions de ces chocs (Fig II.1.E). Ils se développent en gagnant les hautes latitudes, vers le Nord pour les chocs frontaux, vers le Sud pour les chocs en retour (Gosling et al., 1993).

Trous coronaux

Il y a près de 25 ans, les expériences à bord de satellites découvrirent les trous coronaux situés près des pôles solaires, autour du minimum d'activité: les lignes de champ magnétique n'y sont pas fermées sur la couronne mais s'ouvrent en laissant échapper la matière coronale pour former des courants rapides et de faible densité dans le vent solaire. Le mécanisme de formation du vent n'est pas encore élucidé (Geiss et al., 1995). Les régions concernées du soleil, laissées froides et peu denses, apparaissent comme des zones sombres dans les photographies en rayons X.

Avant le passage d'Ulysse au-dessus du pôle sud, il n'y avait aucune observation sur la nature du vent solaire à hautes latitudes héliographiques. Ulysse a quitté l'écliptique et, aux latitudes héliographiques intermédiaires, Ulysse a observé alternativement le vent solaire à petites ou grandes distances de l'oscillante jupe de ballerine. D'où, une variation de 26 jours de la vitesse du vent solaire: 400 km/s à l'écliptique, 800 km/s dans le trou coronal sud observé. Puis, lorsqu'il est resté à des latitudes héliographiques supérieures à 30°, Ulysse est demeuré constamment immergé dans le trou coronal sud (Phillips et al., 1994; Fig 6a de Rastoin et al., 1995 p300), observant une vitesse du vent solaire quasi-constante, à environ 800 km/s (Phillips et al., 1994).

II.1.3 Historique des électrons joviens

Dans cette héliosphère pleine d'événements, Jupiter est la seconde source d'électrons relativistes dans le domaine d'énergie 1-20 MeV. Ce fut vérifié de façon éclatante quand la sonde Pioneer 10 s'approcha de la planète géante en 1973 (Teegarden et al., 1974).

Détection des électrons joviens

La présence des électrons joviens est décelable depuis la Terre et de mystérieux événements de "temps calme" solaire avaient été détectés depuis longtemps (McDonald et al., 1972; Fig II.I.H). Les électrons de Jupiter arrivent, en effet, jusqu'à la Terre sous certaines conditions... Un événement jovien (Fig II.1.F-b) se caractérise par une montée du flux des électrons de quelques MeV sans contrepartie protons (Fig.II.1.Ec), c'est-à-dire sans événement solaire (Fig. II.1.F-a) ou choc interplanétaire associé (Fig. II.1.D-c).

Les premiers modèles de propagation d'électrons joviens dans l'espace interplanétaire furent élaborés à partir des observations des Pioneers (Conlon, 1978). Depuis, les satellites IMP 7, IMP 8 et ICE (ISEE 3) ont détecté et étudié ces mêmes électrons au voisinage de la Terre (Moses, 1987). Un petit historique de la question des électrons joviens se trouve dans Rastoin et al. (1995) à la page 273.

Ces électrons sont détectés principalement quand une ligne de champ interplanétaire relie presque directement la Terre et Jupiter. Cela prouve bien que les particules se propagent préférentiellement le long de la spirale de Parker, représentant la ligne de champ interplanétaire

moyenne. Les observations de Pioneer 10 ont établi que des électrons de Jupiter sont détectables, même en l'absence de bonne connexion magnétique entre Jupiter et la sonde. Les particules de faible énergie se propagent perpendiculairement aux lignes du champ magnétique moyen, quoique la propagation parallèle au champ soit de loin la plus aisée.

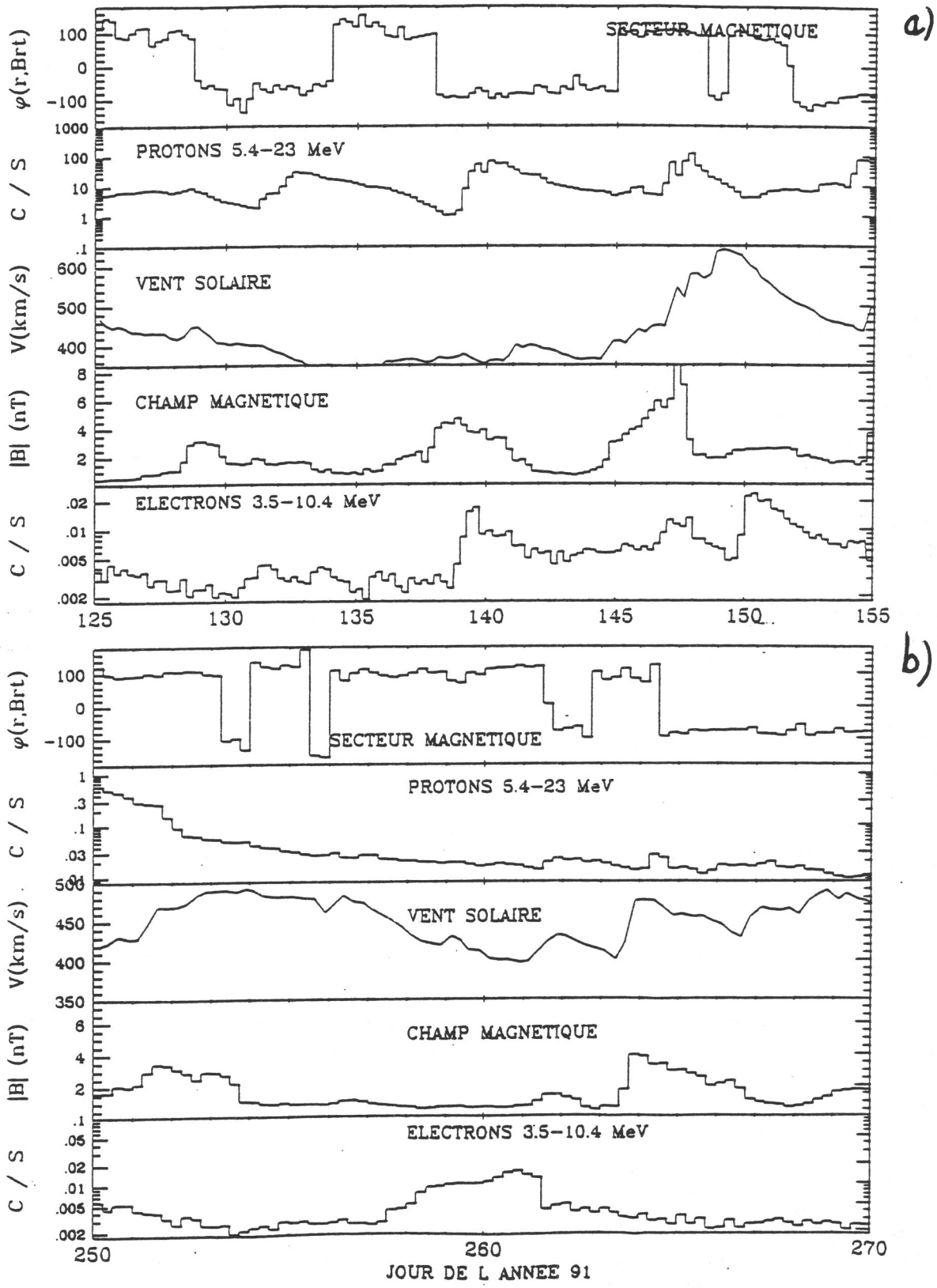


Fig. II.1.F: Evénements solaires (a) et jovien (b) vus par Ulysse

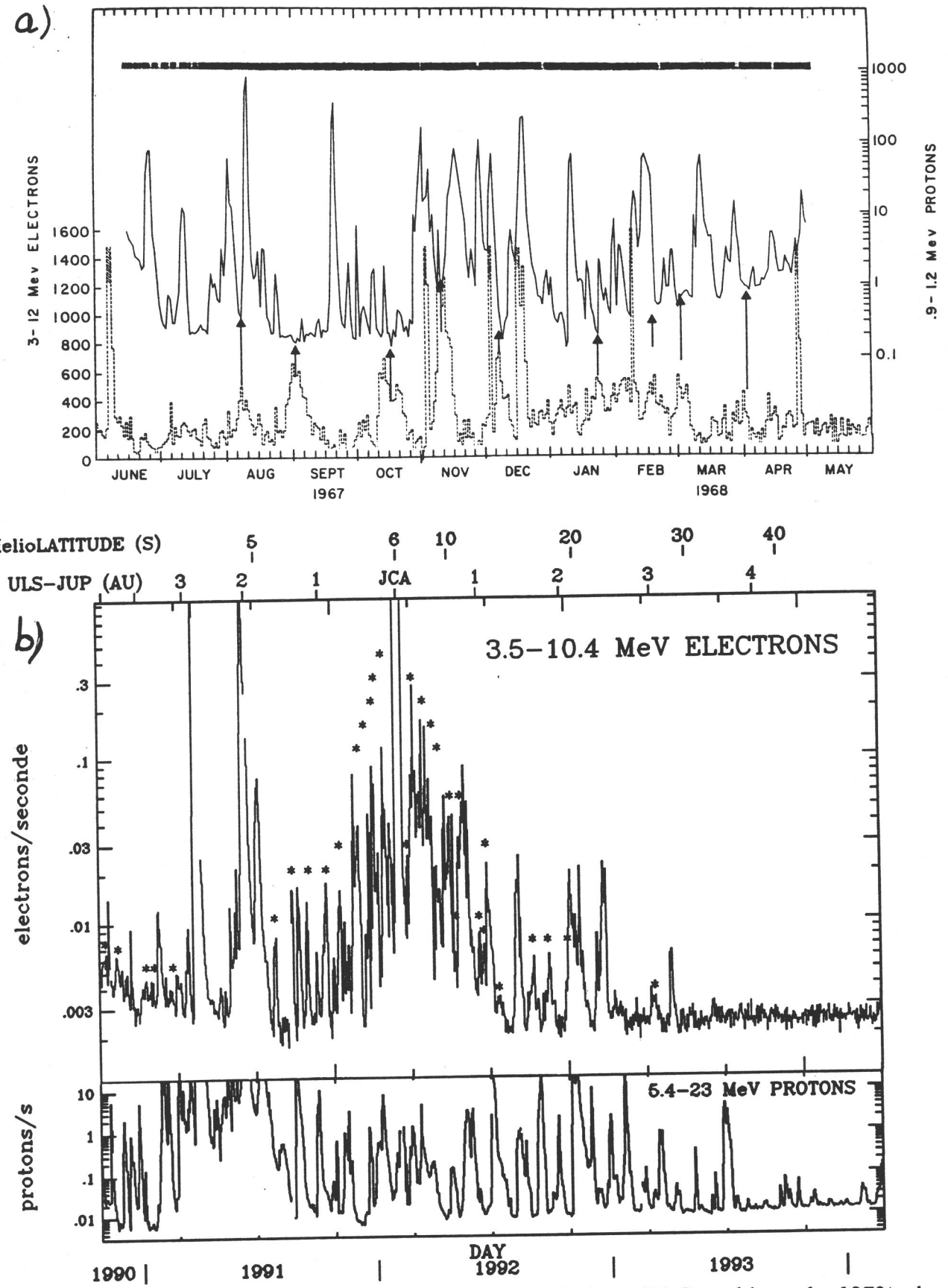


Fig. II.1.G: *a) Observation ancienne d'électrons joviens (McDonald et al., 1972): les flèches indiquent les maxima des augmentations de flux joviens visibles dans les électrons de 3-12 MeV, par temps calme, ie en absences de protons de 0.9-1.2 MeV. Au sommet de la figure, la ligne noire indique un secteur magnétique positif à la Terre, et son interruption, un secteur négatif. b) Vue d'ensemble du flux d'électrons E4 (4 MeV) et de protons P4 (5-23 MeV). Les événements joviens sont indiqués par des astérisques *.*

Les différentes modulations des électrons joviens (Conlon,1978)

Selon notre connaissance actuelle de l'héliosphère, il existe différents facteurs de modulation de la propagation:

- la division de l'espace interplanétaire en régions corotatives d'interactions (CIRs), dues au déplacement d'ondes de chocs créées par les variations longitudinales de vitesse du vent solaire. Elles causent d'importantes variations de pression et d'intensité du champ électromagnétique qui représentent autant d'obstacles à la propagation des particules (Ferrando et al., 1991 p249; Rastoin et al., 1995 p273). L'état du milieu interplanétaire varie avec l'activité solaire: les fluctuations plus ou moins importantes du vent solaire et du champ magnétique, la fréquence des éruptions et des chocs, influent sur la propagation (Fig II.1.Ga).

- la connexion magnétique: il est, en effet, plus facile pour les particules de se déplacer le long de la ligne de champ que de diffuser perpendiculairement. La position relative de Jupiter et de l'observateur détermine le nombre maximum d'électrons détectés. D'où, la modulation de 13 mois du flux d'électrons joviens observés au voisinage terrestre, puisque, tous les 13 mois, la Terre et Jupiter se retrouvent dans la même configuration géométrique (Chenette et al., 1977; Moses, 1987).

Les variations à long terme que nous observons sur les données (Fig. II.1.G.b) sont le fait de la distance Ulysse-Jupiter et de la connexion magnétique. Les variations du flux d'électrons joviens sur quelques jours sont, elles, occasionnées par les CIRs et les autres chocs qui bloquent la propagation.

II.1.4 Les enjeux d'Ulysse

L'étude des électrons joviens a commencé depuis peu et a déjà apporté de précieux renseignements sur la propagation dans l'espace interplanétaire, ce qui n'est pas sans intérêt pour l'étude des particules galactiques.

Quant à la facilité de modélisation, les électrons joviens offrent, par ailleurs, un grand avantage par rapport aux solaires. Ces derniers, émis de façon sporadique, avant de se propager dans l'espace interplanétaire, traversent la couronne solaire. Les deux propagations, coronale et interplanétaire, sont différentes et très difficiles à séparer. La modulation des joviens que nous observons est, elle, directement liée à la propagation dans l'héliosphère. La source est bien localisée et nous pouvons espérer déterminer les coefficients de diffusion interplanétaires plus précisément qu'à partir des études d'éruptions solaires.

De plus, Ulysse apporte la nouveauté d'observations glanées à hautes latitudes et juste après le maximum solaire. Les résultats des sondes Pioneer concernaient la période du minimum solaire et il est primordial de connaître l'influence de l'activité solaire sur la propagation des particules. L'exploration par Ulysse des hautes latitudes solaires fournit l'occasion d'avoir une vision en trois dimensions de la propagation des particules et, ainsi, de la structure globale du champ magnétique héliosphérique...

Voici donc les questions auxquelles nous voulons répondre:

-Un modèle simple peut-il rendre compte de façon satisfaisante de la propagation des électrons joviens en 3 dimensions?

-Quels sont les obstacles à la propagation?

-Ces électrons joviens interplanétaires nous apportent-ils des renseignements sur leurs moyens de fuite de la magnétosphère de Jupiter? Quel est le nombre total des électrons qui s'échappent par seconde?

II.2 L'ODYSSEE DES ELECTRONS DE JUPITER

Quels chemins! Quel voyage pour venir jusqu'ici!
C'est Zeus assurément qui l'avait décidé! (Homère, Odyssée, IX, 260)

Maintenant que nous connaissons un peu l'héliosphère dans toutes ses dimensions et les enjeux de l'étude des électrons joviens, venons-en aux observations de ceux-ci. Nous présenterons ici le cadre général du débat et mettrons en perspective les résultats de KET plus longuement détaillés ailleurs (Ferrando et al., 1993b; Rastoin et al., 1995, ici p261 et p273).

II.2.1 "Jets" et événements joviens

L'arrivée des électrons joviens se manifeste par une montée du flux sans événement solaire ou choc associé, comme nous l'avons vu au § II.1.3. Assez loin de Jupiter, de la Terre jusqu'à une distance d'environ 1 UA de la planète géante, cette montée a une durée caractéristique de quelques jours, avec un profil que nous qualifierons dès maintenant de diffusif. Aucune anisotropie significative n'est présente pendant ce temps car la longue propagation des électrons a brouillé les cartes. Ces montées de flux d'origine jovienne sont qualifiées "d'événements joviens" (Fig. II.2.A-a).

En revanche, à l'intérieur d'un rayon d'environ 1 UA de Jupiter, il y a des accroissements de flux diffusifs mais aussi des montées beaucoup plus rapides et transitoires (Fig. II.2.A-b), en quelques minutes, marquées par une forte anisotropie et un spectre qui désignent clairement Jupiter comme étant la source des électrons. Autrement dit, la propagation des électrons "n'a pas eu le temps" de brouiller les cartes: Ulysse croise des tubes de flux directement connectés à la magnétosphère, et les électrons n'ont pas eu à voyager perpendiculairement aux lignes de champ moyennes (Ferrando et al., 1993b). Ces accroissements de flux d'électrons joviens ont lieu quand la direction des lignes de champ relient Jupiter et Ulysse, et l'anisotropie (§I.2.3) est alors parallèle au champ, comme le montrent les histogrammes de la Fig.II.2.B. Ces montées de flux non-diffusives et collimatées, découvertes par Ulysse, ont été baptisées des "jets" d'électrons joviens. Cette même distinction existe d'ailleurs pour les événements solaires entre diffusifs et non-diffusifs (Kallenrode, 1993).

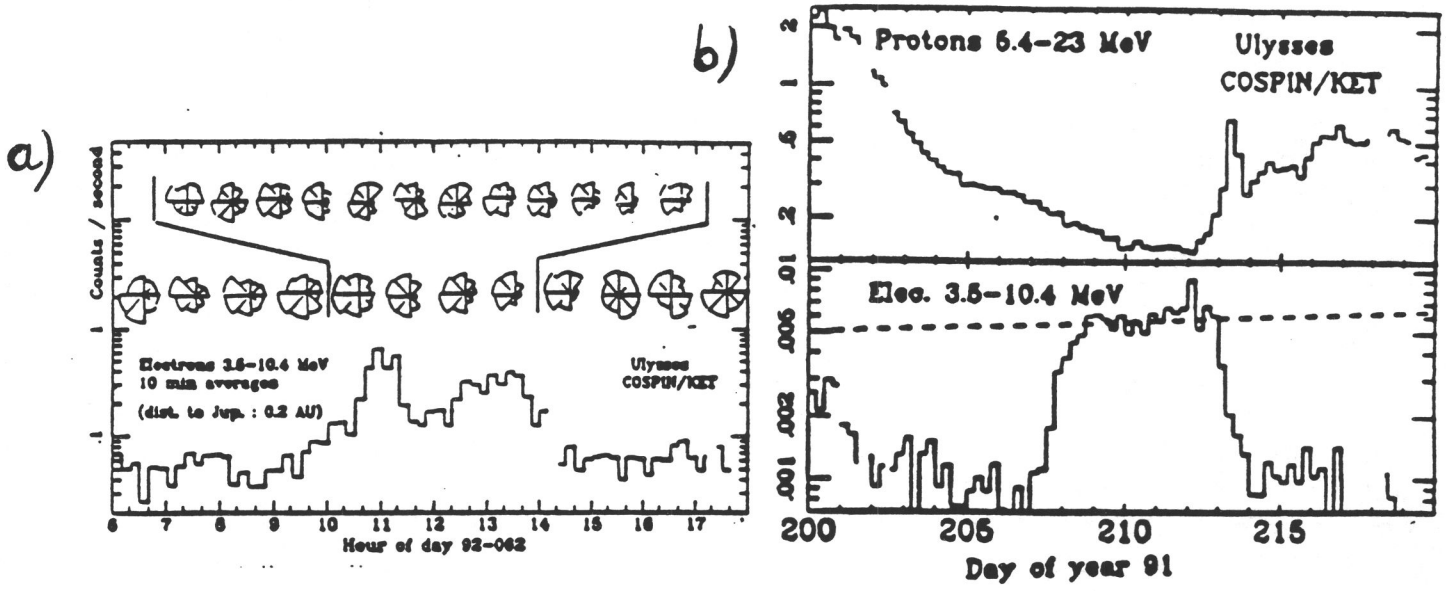


Fig. II.2.A: Jet (a) et événement jovien (b): Les profils en temps du flux d'électrons E4 (3.5-10.4 MeV) sont indiqués. Dans la figure a), les flux observés dans les huit secteurs d'obsevation sont superposés et indiquent la forte anisotropie lors du jet. En b), d'après le flux des protons de 5-23 MeV, l'augmentation du flux d'électrons n'est pas due à un événement solaire.

Mais s'agit-il vraiment d'une découverte d'Ulysse? Comment se pourrait-il qu'aucune des sondes précédentes n'ait croisé quelques un de ces tubes de flux connectés à Jupiter et voguant au gré du vent solaire? En fait, en se replongeant dans les articles des sondes Pioniers et Voyagers, on arrive à la conclusion que les "jets" ont été effectivement observés, mais sans que l'on relevât leur originalité et leur intérêt. Voyager 2, par exemple, a longtemps côtoyé la queue de la magnétosphère et croisé des filaments magnétiques détachés mais liés à la magnétosphère (Kurth et al., 1981).

De plus, on pourrait s'étonner du peu de jets observés avant la rencontre avec Jupiter (cf Table 2 de tous les jets observés par KET dans Ferrando et al., 1993b, p268). 80% des événements ont lieu après, et ce non pas immédiatement à la sortie, car le premier jet est visible 5 jours après la sortie de la magnétosphère. S'agit-il d'un problème de géométrie et de vent solaire, ou croise-t-on des tubes plus ou moins bien connectés, mais vides d'électrons?. Le début des "jets" n'est, de fait, pas systématiquement associé à des variations dans la direction du champ magnétique.

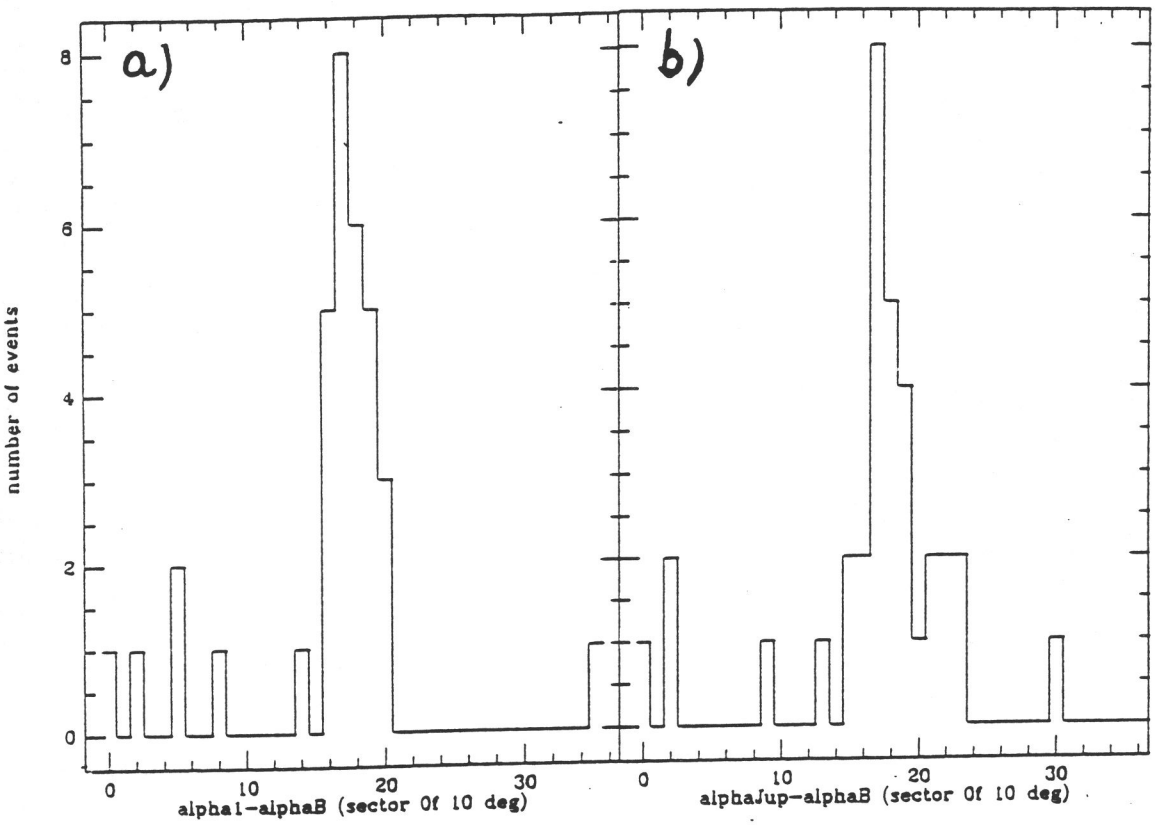


***Fig. II.2.B:** Les jets, des événements très collimatés en provenance de Jupiter.*
Histogrammes du nombre de jets en fonction de la différence entre la direction du champ magnétique à Ulysse et:
***a)** celle du courant d'électrons (anisotropie C1): le pic à 180° (secteur 18) montre que les jets sont très collimatés. **b)** la direction de Jupiter: le pic à 180° montre que le champ semble provenir en droite ligne de la magnétosphère jovienne.*

II.2.2 Les jets, une horloge interplanétaire?

Les électrons de Jupiter montrent, à l'intérieur de leur magnétosphère (§I.5), une modulation de 10 heures de leur caractéristique spectrale. Si les jets sont des bouffées d'électrons arrivant tout droit de la planète, il est naturel de chercher à retrouver la modulation 10 heures (Vasyliunas, 1975; Smith et al., 1976). Ce que nous fîmes...

Pour trouver une pulsation, la méthode reine est d'habitude la transformée de Fourier. Ici, l'application de la méthode se heurte à l'irrégularité des temps d'intégration (tantôt 120s, tantôt 132s) et, pire, à la présence de trous dans les données. Malgré une interpolation qui palliait à ces défauts d'origine, la méthode s'avéra peu performante. Et la méthode des pôles complexes (Numerical

Recipes, p430) ne fit guère mieux. Nous en fûmes réduits à utiliser la plus vieille des méthodes, celle du repliement, déjà utilisée pour les histogrammes de la magnétosphère.

Ceci posé, il est peut-être surprenant de traquer une modulation de dix heures dans des événements qui ne durent que quelques minutes. Nous avons recherché cette périodicité pendant tous les intervalles de cinq jours, en les décalant de 1 jour à chaque fois. Il y a donc des intervalles contenant des "jets", d'autres contenant des événements diffusifs joviens, et d'autres enfin de calme plat (quant aux électrons joviens). Après avoir replié sur une période de x heures, nous évaluons par la méthode du χ^2 si l'histogramme correspondant est plus ou moins compatible avec l'hypothèse de non-modulation. Autrement dit, l'existence d'une périodicité de période x, pendant un intervalle de cinq jours débutant à t, sera manisfestée par un grand $\chi^2(x, t)$.

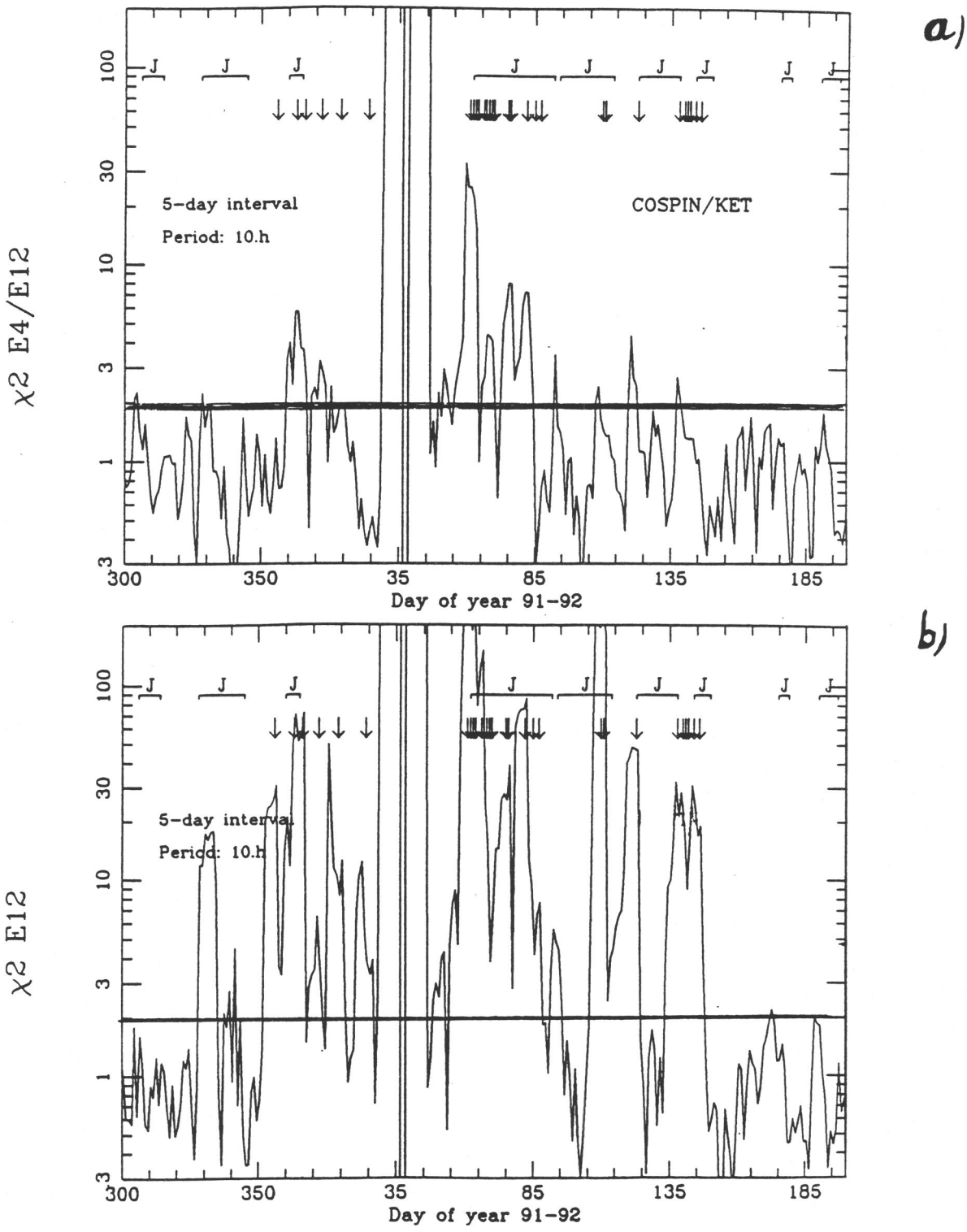


Fig. II.2.C: Modulation 10 heures du flux et spectre, vue par KET dans les jets d'électrons joviens.(Voir texte)

Nous utilisons finalement une méthode proche de celle appliquée par Schardt et al. (1981, 1983) aux données Voyagers. L'article (Rastoin et al., 1993, p253, voir aussi Ferrando et al., 1993b, p261) détaille et justifie le résultat suivant: les électrons des "jets" portent clairement la modulation de 10 heures dans leur spectre, alors que les événements joviens la montrent peu ou pas du tout. La valeur du $\chi^2(t)$, quantifiant la présence de la modulation 10 heures du flux et spectre au cours du temps, augmente en effet, comme l'indique la Fig. II.2.C, lors des jets (indiqués par les flèches); elle est moins importante pendant les événements joviens diffusifs (indiqués par "J") et faible le reste du temps ($\chi^2(t) < 2$).

La modulation 10 heures apparait aussi dans les flux, et plus nettement aux hautes énergies (E12: 7-107 MeV) qu'aux plus basses (E4: 2.5-7 MeV).

Evidemment, dans la perspective du "mystère de l'horloge" jovienne (§I.5), il est légitime de se demander si cette modulation spectrale a la même phase que dans la magnétosphère, si elle est aussi accompagnée par une modulation du flux, si flux et spectre sont bien anti-corrélés comme dans la magnétosphère (§ I.5.1). La prudence est de rigueur, d'autant que les études parallèles de Simpson et al. (1993) utilisant HET arrivent à des résultats différents.

La modulation spectrale a une phase qui a l'air de coincider avec celle de la magnétosphère externe. Les données de KET ne l'établissent pas avec assez de précision. Le flux de E4, comme celui de E12, montre cette modulation de 10 heures près de la planète; mais le début temporel des jets proprement dit ne semble pas modulé. Ceci est naturel: le tube de flux rempli d'électrons modulés croise Ulysse n'importe quand, selon ses mouvements dans l'espace interplanétaire. L'analyse de HET conduit à des résultats contradictoires: la présence d'une systématique dans les débuts de jets avec, dans certains cas, des décalages de cinq heures de la phase (Simpson et al., 1993). Il fait aussi intervenir le temps d'arrivée des jets. Néanmoins, les événements montrant un décalage compris entre 2.5 et 7.5 heures sont classés comme montrant une opposition de phase (5h), et un décalage compris entre 7.5 et 12.5 heures est considéré comme nul, les événements correspondants étant considérés correspondants étant considérés en phase avec la modulation magnétosphérique. Avec ce traitement, tous les événements se retrouvent dans une des deux catégories "en phase" ou "en opposition de phase". Mais il ne nous semble pas y avoir de raison objective pour que la traversée par Ulysse de ces tubes de flux voguant au gré du vent solaire soit périodique.

II.2.3 Les obstacles à la propagation

Revenons maintenant ux événements joviens pour étudier les différents obstacles qu'ils rencontrent au cours de leur propagation. Evidemment, cela ne concerne pas les jets dont les électrons, par définition, ont bénéficié d'une voie directe. L'étude précise est décrite dans l'article (Rastoin et al., 1995), et nous ne ferons ici que mettre en exergue ses résultats.

Les chocs et les régions corotatives d'interaction

Le passage d'un choc interplanétaire entre Jupiter et Ulysse empêche ou interrompt l'arrivée des électrons joviens (Fig. II.2.D). Cet effet a été constaté depuis longtemps dans les zones équatoriales, puisque cela cause une sorte de modulation de 27 jours des événements joviens lorsque les CIRs sont bien établies (Conlon & Simpson, 1977). En utilisant simplement les délais de corotation et de convection, il est possible de prédire le retour des joviens.

La couche neutre

Aux alentours de l'écliptique (§II.1.2), deux chocs encadrent souvent la couche neutre et les données d'Ulysse ne permettent pas de dissocier toujours leurs effets respectifs. A plus hautes

latitudes, il en va différemment. Et les effets sont plus clairs. Pendant près de 100 jours, Ulysse est resté à une distance du Soleil approximativement constante tout en plongeant vers les latitudes sud. En déterminant les positions respectives d'Ulysse et de Jupiter par rapport à la jupe de ballerine, et en s'aidant des données sur le champ à la surface du Soleil, on établit qu'Ulysse et Jupiter doivent se trouver du même côté de la jupe pour que des événements soient observés. Autrement dit, la couche neutre est difficile à traverser, et limite la région accessible aux électrons joviens à une demi-héliosphère alternativement...

Certains des derniers événements à haut flux se produisent quand Jupiter et Ulysse sont tous deux proches de la jupe. La Fig. II.2.E l'illustre en montrant les projections d'Ulysse et de Jupiter sur la carte du champ magnétique à la surface du Soleil lors de l'événement de la fin 1992 à haut flux d'électrons (Rastoin et al., 95; Fig. 13a p 308). Sur la figure sont représentées les longitudes des lignes de champ reliant Ulysse (et Jupiter) au Soleil. Ces longitudes λ(projection du point M) varient en fonction de la distance D, et surtout ici de la vitesse Vs_M du vent solaire en ce point:

$$\lambda(\text{projection M}) = \lambda(M) + 2.31\ 10^4 \frac{D(UA)}{Vs_M(km/s)} \text{ avec M= Ulysse ou Jupiter}$$

L'événement jovien débute quand Ulysse et Jupiter sont dans le même hémisphère, et tous les deux restent proches de la jupe de ballerine quand le flux d'électrons joviens à Ulysse est fort. Cette jupe de ballerine a parfois une structure en feuillets (§II.1.2; Fig. II.1.B). Dans ce cas, les électrons de Jupiter ont peut-être une propagation "guidée" entre ces couches de courants infranchissables. Cela expliquerait la grande variabilité du niveau de flux des derniers événements joviens, qui dépendrait des positions relatives d'Ulysse et Jupiter par rapport à la jupe de ballerine.

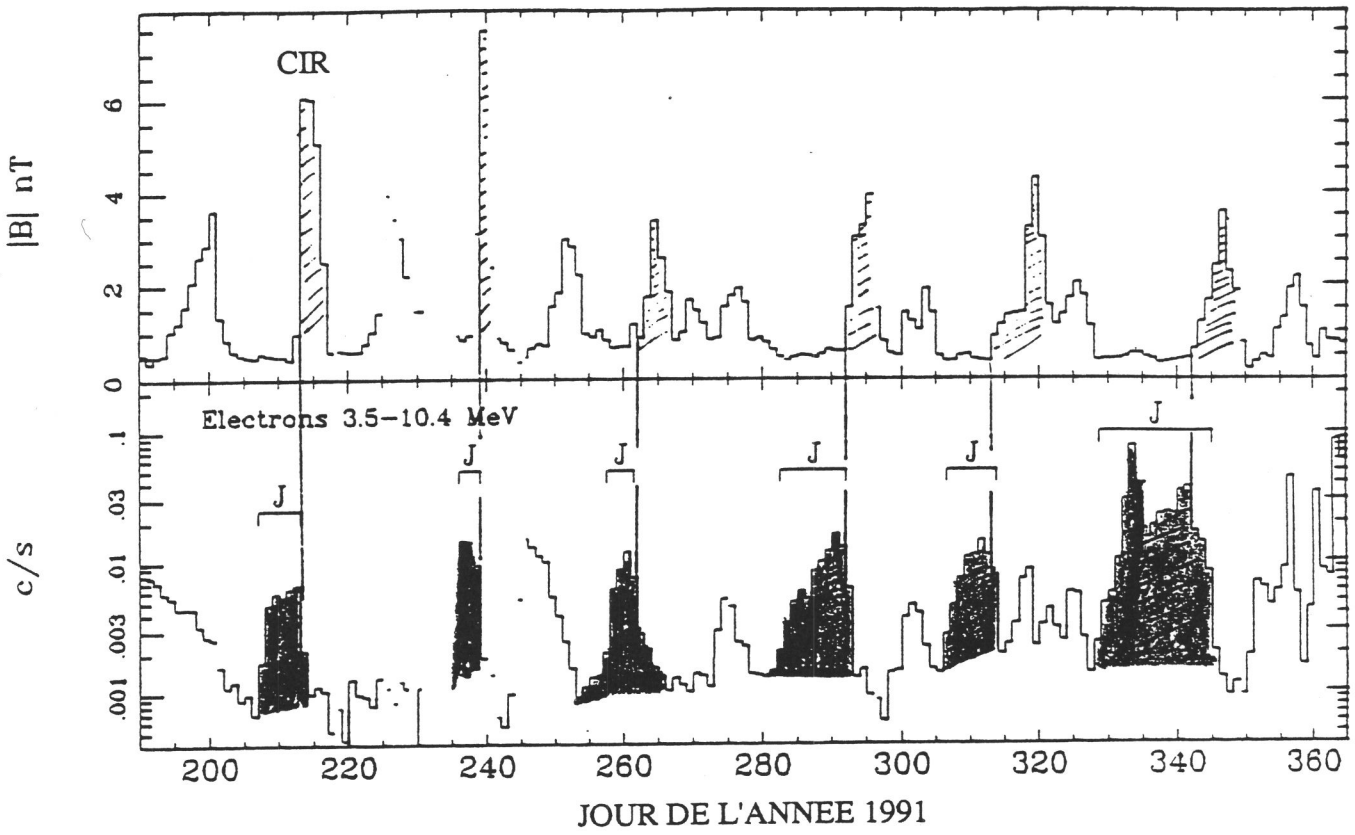


Fig II.2.D: Les CIRs obstacles à la propagation des électrons joviens

Le taux de comptage des électrons de quelques MeV (E4) montre des augmentations dues à l'arrivée de joviens "J" (en noir) et brusquement interrompus par des zones de compression du champ magnétique, ici des CIRs (en grisé).

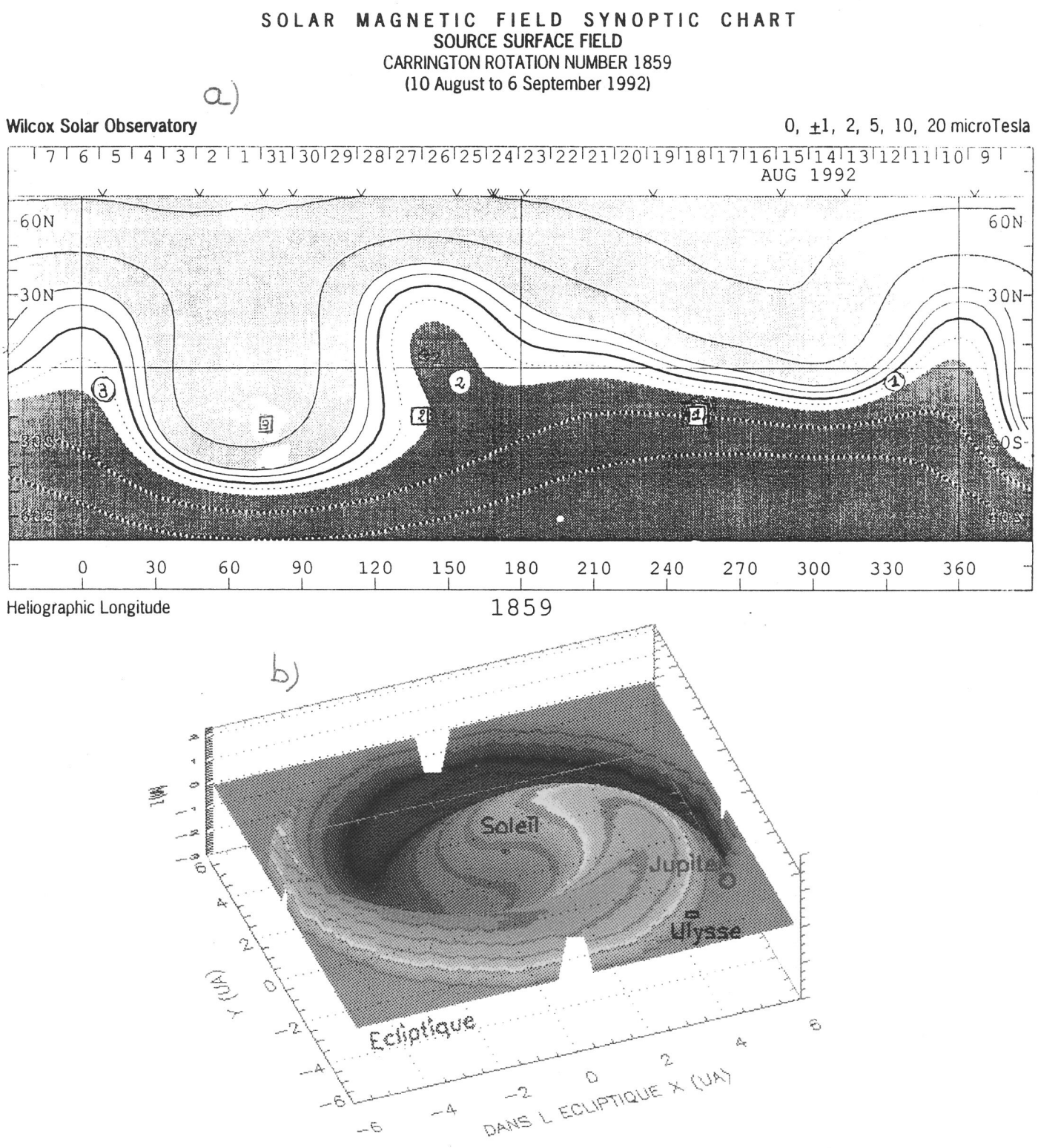


Fig II.2.E: *Effet de la jupe de ballerine sur la propagation*

a) *Les projections d'Ulysse (carré) et de Jupiter (rond) sur la carte du champ magnétique à la surface du Soleil (Solar Geophysical Data) sont proches de la jupe de ballerine, lors des événements joviens de fin 1992. Les trois numéros indiqués pour chacun correspondent à (1=jour 235), (2=240), (3=250). Au temps 1 se situe le début de l'événement jovien (Jupiter passe dans la même hémisphère qu'Ulysse), et la fin en 3, après un passage de secteur à Ulysse. Ce dernier retrouve de basses latitudes magnétiques comme l'indique la baisse de vent solaire observée à Ulysse.*

b) *Illustration de la situation géographique d'Ulysse, de Jupiter et de la jupe de ballerine, pour une vitesse de vent solaire de 600 km/s, sa valeur réelle autour du jour 232, elle augmente jusqu'à 800 km/s au jour 235 avant de rdécroître à nouveau.*

II.2.4 Les électrons traceurs du champ interplanétaire

Les événements joviens sont de type diffusif: ils peuvent nous fournir des renseignements sur la propagation des particules dans l'héliosphère. Les "jets" d'électrons, eux, sont dûs à la traversée fortuite de tubes de champ directement connectés à la magnétosphère. Celle-ci est donc loin de ressembler au paraboloïde fermé que nous dessinions comme magnétosphère-modèle (§I.1.1). Les phénomènes de reconnexion observés à ses frontières par Ulysse, l'existence et l'ampleur des couches limites et la complexité de leurs lignes de champ (§I.6), comme les jets de l'espace interplanétaire, nous donnent une vision plus complexe, plus filamenteuse (Fig II.2.F): la magnétosphère de Jupiter ressemble davantage à une méduse...

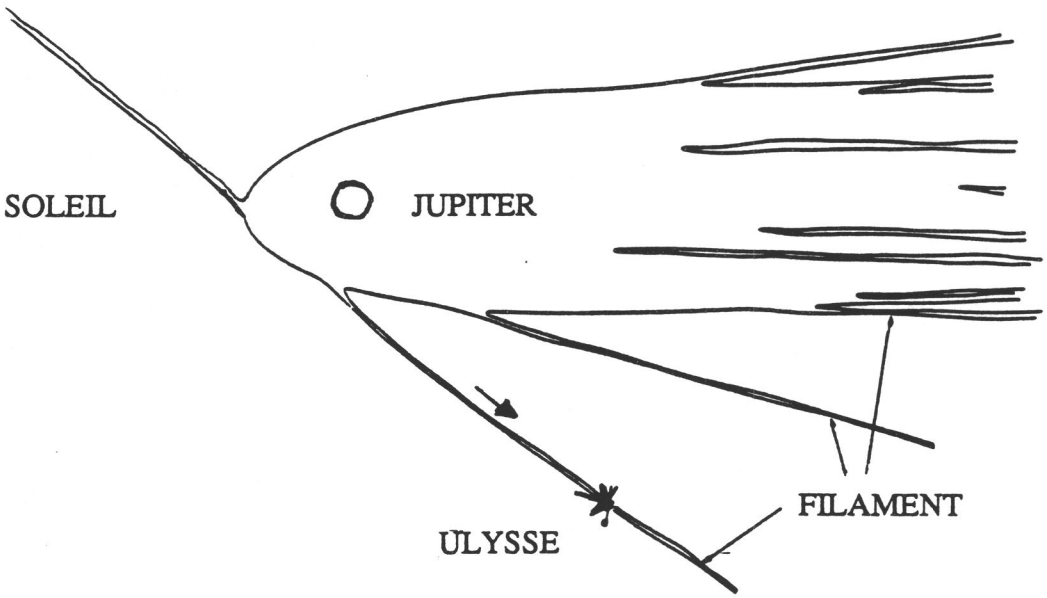


Fig. II.2.F: *Ulysse dans les filaments de la magnétosphère de Jupiter*

II.3. UN MODELE DE PROPAGATION

Ulysse: Rien ne vous est demeuré, Hélène, de ce voyage?
Hélène: Si!...J'oubliais! Une bien meilleure science des étoiles...
(Giraudoux, La guerre de Troie n'aura pas lieu)

Les électrons joviens que nous voyons sont un excellent test pour les théories de propagation: nous avons une source repérée et bien localisée, Jupiter, avec un spectre source connu, et nous allons ainsi vérifier notre compréhension de l'interaction entre champ et particules. Peut-être est-il utile de rappeler que l'enjeu est bien plus large que l'étude de Jupiter. La propagation des particules énergétiques intéresse beaucoup d'autres études de plasmas astrophysiques. De plus, c'est un sujet de débat car la théorie actuelle reste incapable de rendre compte des observations des coefficients de diffusion des particules de basses rigidités (Fisk, 1979; Bieber et al., 1994). Voyons un peu le modèle de propagation que nous avons développé pour l'étude des électrons joviens.

II.3.1 Propagation des particules

Nous avons vu en introduction que la propagation de particules dans un champ irrégulier et turbulent sur des distances longues par rapport à leur libre parcours moyen était décrite par une équation de transport écrite pour la population (Table 2.F). C'est dans ce cadre que nous nous plaçons pour développer un modèle de propagation adapté aux joviens. Le principe est d'étudier des particules qui interagissent seulement avec le champ, et non entre elles; de plus, nos électrons sont des particules tests qui n'influencent pas le champ.

Le point de départ est donc l'équation de Vlasov intégrée, soit de Fokker-Planck faisant intervenir la densité d'électrons (Parker, 1965; Fisk, 1979; Moraal and Potgieter, 1982):

$$\frac{\partial Up}{\partial t}(\mathbf{X},t) = -\nabla[\,\mathbf{K}.Up - \mathbf{V}.Up] + \frac{1}{3}\nabla.\mathbf{V}\,\frac{\partial(p.Up)}{\partial p}$$

où Up (X,t) désigne la densité en impulsion des électrons, en unité de part./cm^3.MeV/c, V(X,t) représente la vitesse du vent solaire, **K**(X,t) est le tenseur de diffusion et p la quantité de mouvement de l'électron.

L'équation s'écrit de manière équivalente dans l'espace des énergies:

$$\frac{\partial U_T}{\partial t}(\mathbf{X},t) = -\nabla[\,\mathbf{K}.\mathbf{U}_T - \mathbf{V}.U_T] + \frac{1}{3}\nabla.\mathbf{V}\,\frac{\partial(\alpha.U_T)}{\partial T}$$

où $\alpha = \frac{T+2E_0}{T+E_0} \approx 1$ en raison des vitesses ultra-relativistes des électrons considérés.

Les deux premiers termes de l'équation représentent les termes de diffusion et de convection tandis que le troisième fait intervenir la décélération adiabatique.

Qu'est-ce que la décélération adiabatique? C'est la perte d'énergie des particules dont l'expansion du vent solaire est responsable. Imaginons l'héliosphère comme une série de coquilles concentriques avec une vitesse d'expansion V et considérons les particules piégées entre deux de ces coquilles. Les particules qui entrent en collision avec la coquille la plus intérieure (r1) gagnent de l'énergie, mais celles qui heurtent la plus extérieure (r2) en perdent. Or, ces derniers chocs sont plus nombreux à cause de la différence de surface des deux coquilles, la population de particules est au total décélérée (Fisk, 1979).

Le tenseur de diffusion est supposé diagonal et constant dans l'espace et le temps. Les termes diagonaux différents introduisent la possibilité d'une propagation asymétrique par rapport aux trois dimensions de l'espace. Le supposer diagonal revient à négliger les effets de dérive et de courbure,

mentionnés en introduction, et qui sont importants dans les modèles de propagation des particules galactiques (Partie III).

Nous prenons la divergence du vent solaire homogène et nous nous plaçons ainsi dans le cadre, plus facile à résoudre, d'une équation de Fokker-Planck homogène (Van Kampen, 1992).

II.3.2 Résoudre l'équation de Fokker-Planck

Conlon (1978) a utilisé une solution analytique de cette équation avec des conditions assez restrictives. Chercher sa démonstration cohérente (Rastoin et al., 1995, p273) ne se voulait pas un simple jeu mathématique, mais la possibilité de pousser le modèle un peu plus loin, mais licitement, en vue de rendre davantage compte des observations. L'ambition de ce modèle de propagation plus développé est:

- de tenir compte de la décélération adiabatique (constante), dont les effets sont d'autant plus importants que l'espace traversé par Ulysse est plus grand.
- d'introduire les variations du vent solaire qui, au vu des différentes observations d'Ulysse, ne peuvent être passées sous silence.
- de se placer vraiment dans un espace à trois dimensions
- d'étudier les régimes transitoire comme stationnaire.

On obtient donc de façon mathématiquement rigoureuse (Annexe A de l'article p288) la solution suivante:

$$U(X,T)= \frac{A\ T^{-\gamma}}{8\pi D\sqrt{\prod_i K_i}} \exp\left(2\ \overline{D}\,.\,\overline{F} - 2\,D.\sqrt{F^2+\lambda}\right)$$

λ représente le terme de décélération adiabatique. Les vecteurs Di and Fi s'écrivent respectivement $\frac{Xi}{2\sqrt{Ki}}$ et $\frac{Vi}{2\sqrt{Ki}}$, avec Xi le vecteur position de l'observateur et Vi le vecteur vitesse du vent solaire.

Nous supposons de plus que la source d'électrons est en loi de puissance, ce qui est vérifié dans le cas jovien, le terme λ s'écrit alors $\frac{1}{3}(\gamma\text{-}1)\ \nabla.V$. Quoique la divergence $\nabla.V = 2\,\frac{V}{R}$ ne soit pas constante en réalité, nous prenons sa valeur moyenne entre Ulysse et Jupiter pour obtenir une estimation de l'effet de décélération adiabatique. La comparaison entre les flux avec et sans la décélération adiabatique montre que cet effet augmente avec la distance à la planète et atteint parfois jusqu'à 70% du flux total, par exemple au voisinage de la Terre. Cette différence explique pourquoi notre modèle, pour rendre compte des observations en début d'odyssée, obtient un coefficient de diffusion parallèle plus grand que les modèles précédents sans décélération adiabatique (Fig. 10 p305).

II.3.3 Les ingrédients du modèle

Afin de mettre en oeuvre cette solution, nous avons besoin de définir un repère de coordonnées où le tenseur de diffusion K soit diagonal. Il doit être orthonormé. Il existe localement et est défini par:

-la direction du champ magnétique associée à un coefficient de diffusion $K_{//}$

-et les deux autres directions,

-dont l'une, perpendiculaire à la spirale de Parker et approximativement radiale, correspond au coefficient de diffusion écliptique et perpendiculaire au champ, $K_{\perp}$

- et l'autre, la direction grossièrement perpendiculaire à l'écliptique, est associée au coefficient K_Z (en cm^2/s).

Chacun de ces trois coefficients de diffusion jouent un rôle important à un moment différent de l'odyssée, suivant la géométrie du problème, de Jupiter, d'Ulysse et de la ligne de champ magnétique reliant Jupiter au Soleil.

C'est ce qu'illustrent les Fig II.3.A, B et C. Le flux de joviens décroit du lancement d'Ulysse à la mi-1991 en raison d'une connexion magnétique de plus en plus défavorable. Le coefficient parallèle $K_{//}$ ajuste le flux en début d'odyssée quand le trajet des électrons joviens est principalement le long de la ligne de champ interplanétaire moyenne reliant Jupiter au Soleil. Le premier coefficient perpendiculaire $K_{\perp}$ est important pour ajuster le temps du début de la remontée du flux, à partir de la mi 1991, lorsqu'Ulysse s'approche de Jupiter. Logiquement, le coefficient K_Z n'a d'influence qu'au sortir de l'écliptique.

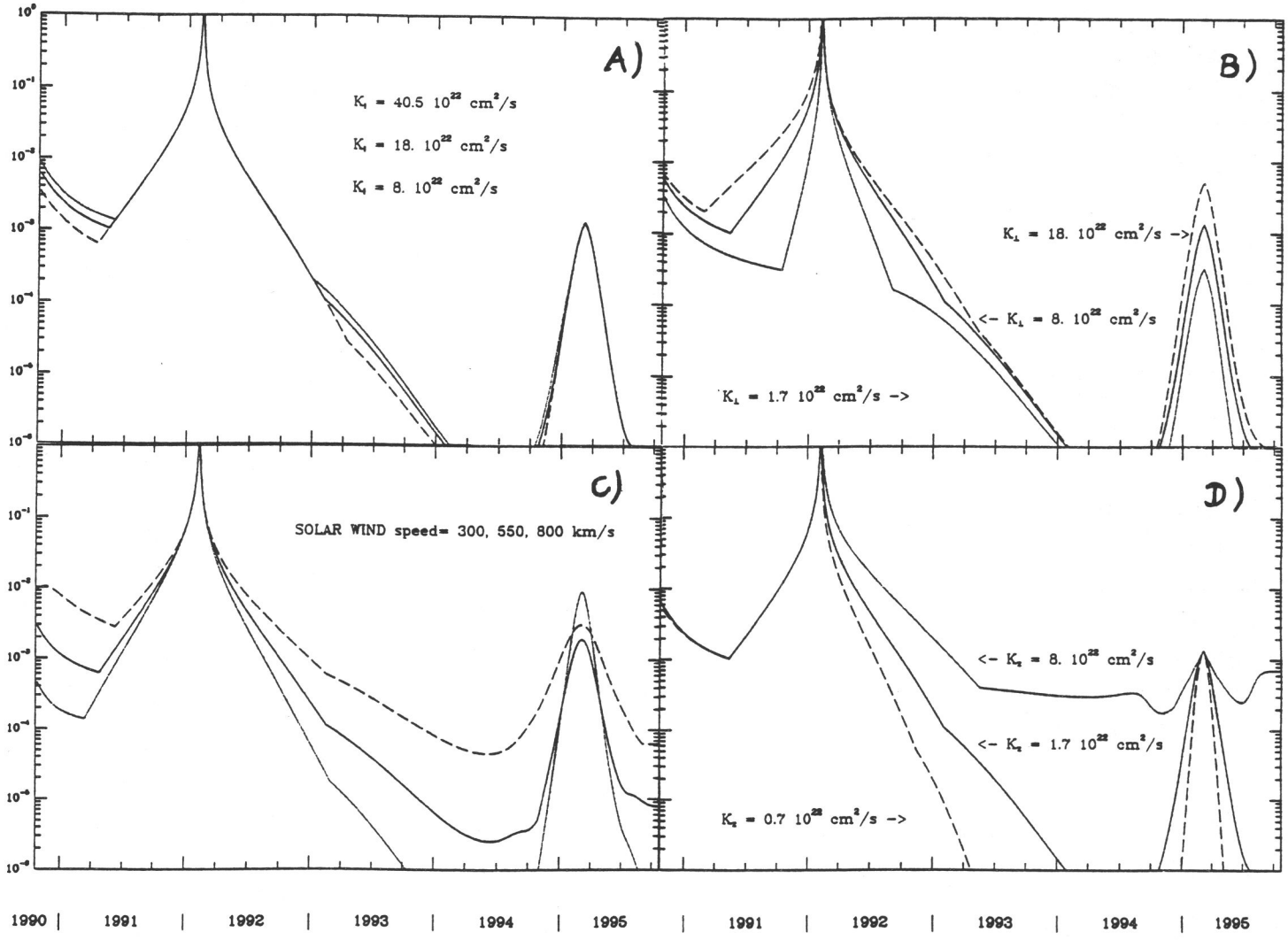


Fig. II.3: Variations du flux d'électrons joviens prédit à Ulysse avec $K_{//}$ (A), avec $K_{\perp}$ (B), avec K_Z (C) et avec la vitesse du vent solaire Vs (D).

Ceci fait, nous avons aussi besoin d'une vitesse de vent solaire; elle nous est fournie par une expérience, SWICS, embarquée à bord d'Ulysse (Table 1.C). La vitesse du vent solaire au voisinage terrestre est disponible dans les "Solar Geophysical Data". Les méthodes de calcul et leurs justifications sont discutées précisèment dans l'article qui suit. L'importance du vent solaire est visible en Fig. II.3.D et témoigne qu'on ne peut se contenter d'une vitesse de vent constante, particulièrement dans cette période non loin du maximum solaire. Afin d'étudier les variations de 27 jours du flux d'électrons causées par celles de la vitesse du vent solaire, pendant la montée vers le pôle sud du soleil, nous avons établi une définition analytique du vent solaire sans cette modulation. Ainsi, il est possible de comparer les flux avec et sans cet effet. et d'évaluer son importance (Fig. 5 et 6 p300) alors que les modèles précédents ne considéraient qu'un vent constant.

II.3.4 Ajustement des paramètres

Les quatre paramètres du modèle sont les trois coefficients de diffusion, et le facteur source. Ce dernier n'intervient que comme un facteur multiplicatif.

Une première vérification possible de notre modèle consiste à prédire le flux d'électrons joviens qui parviennent jusqu'à la Terre, et à comparer avec les observations antérieures (Moses, 1987). Il suffit d'introduire dans le modèle non pas la trajectoire d'Ulysse mais celle de la Terre. Le résultat est montré en Fig. II.3.E, nous obtenons bien cette périodicité de 13 mois due au retour de la même configuration magnétique entre la Terre et Jupiter. Ceci vérifié, passons au flux observé à Ulysse...

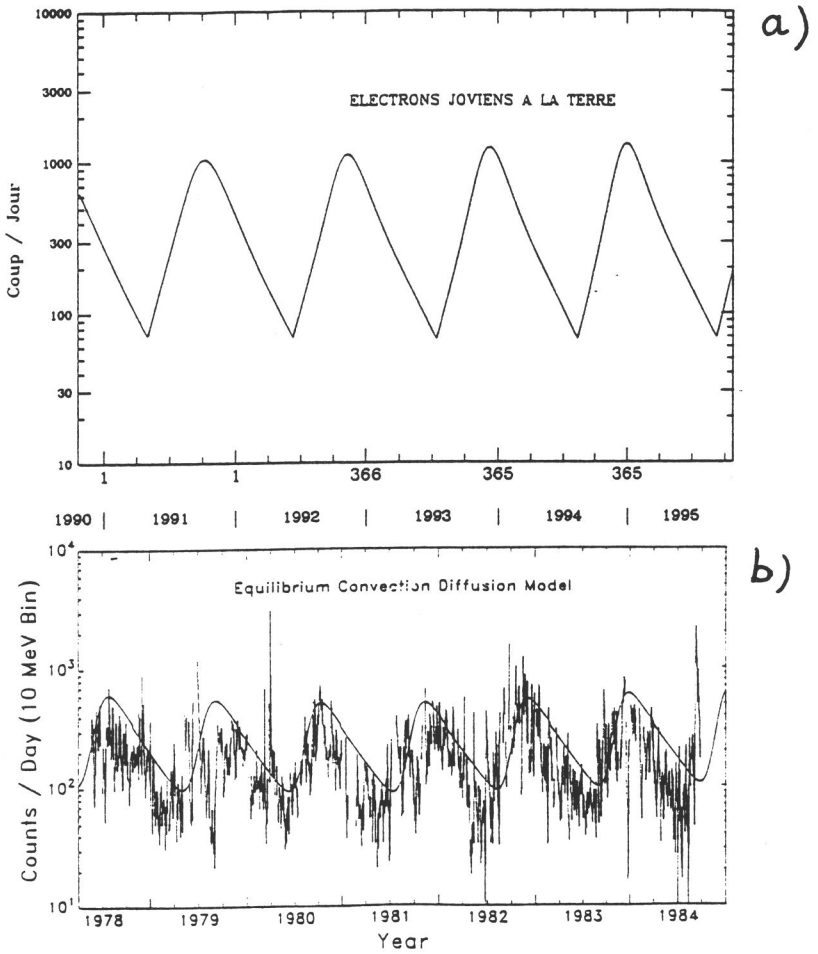


***Fig. II.3.E:** Flux d'électrons de quelques MeV (principalement joviens) à la Terre*
*La périodicité de 13 mois du flux d'électrons reflète celle de la position de la Terre et de Jupiter. **a)** en haut, d'après notre modèle utilisant les coefficients de diffusion déterminés par les données de KET; **b)** d'après les données d'ISEE-3, et les résultats du modèle de Moses (1987)*

Pour trouver le meilleur ajustement aux données, nous utilisons une fois de plus la méthode du χ^2. Le facteur source est ajusté automatiquement pour chaque triplet de coefficients de diffusion. Le χ^2 est alors fonction des trois variables (K_Z, $K_\perp$, $K_{//}$). Il n'y a donc plus qu'à rechercher le minimum global de cette fonction, par une méthode de plus forte pente que nous avons développée dans ce but.

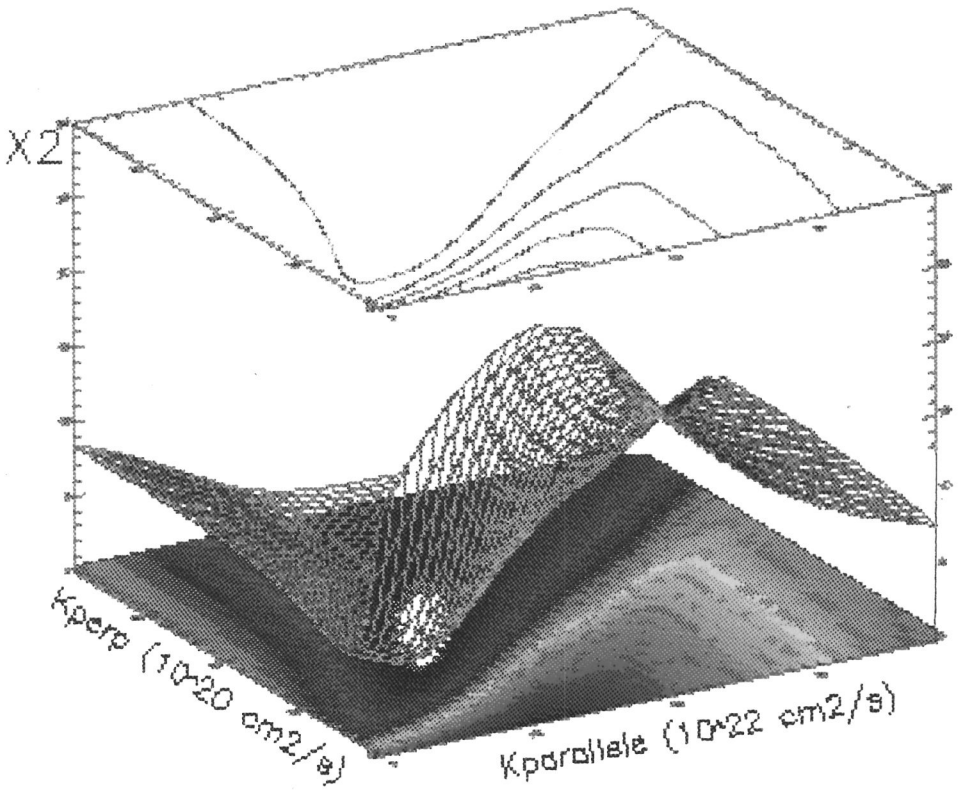


Fig. II.3.F: *vue 3-D du χ^2 ($K_\perp=K_Z$, $K_{//}$).*

A chaque ensemble de coefficients de diffusion peut être associé le χ^2 qui quantifie l'ajustement plus ou moins bon des données de KET. Ici les variations du χ^2 (de 1 à 10) sont montrées dans l'hypothèse particulière $K_\perp=K_Z$, c'est-à-dire une diffusion perpendiculaire au champ identique, quel que soit le trajet radial ou non-radial. Cette hypothèse ne permet pas un ajustement satisfaisant (χ^2 <1)

II.3.5 Régime transitoire

La solution transitoire s'écrit ainsi, à partir de l'instant t où la source est initiée, autrement dit où aucun obstacle ne se trouve entre Jupiter et l'observateur:

$$U(X,T,t)= \frac{1}{2} U(X,T) \left\{ \mathrm{erfc}\left[\frac{D}{\sqrt{t}} - F\sqrt{t}\right] + \exp^{4FD} \mathrm{erfc}\left[\frac{D}{\sqrt{t}} + F\sqrt{t}\right] \right\}$$

avec erfc la fonction d'erreur.

Dimensionellement, chaque Di^2 est le temps caractéristique de diffusion selon la direction i de l'espace. $\sum_i Di^2$ représente alors le temps de diffusion global, en ignorant décélération adiabatique et convection. Le temps réel de propagation incluant tous les effets est estimé numériquement comme le temps où le flux a atteint la moitié de sa valeur à l'équilibre.

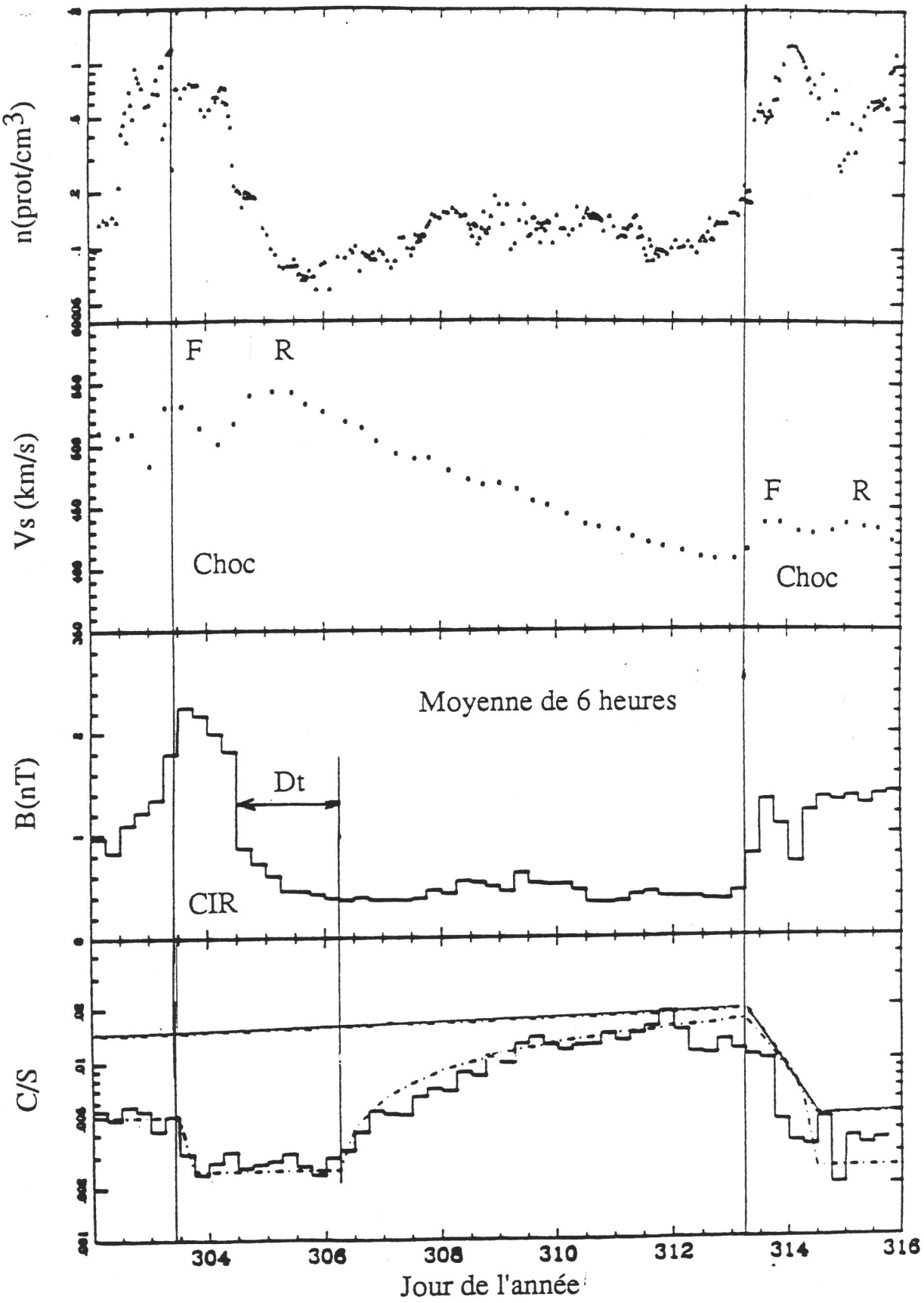


Fig II.3.G: *Un événement particulier modélisé (voir texte).*
Le trait continu indique le flux en régime d'équilibre avec les coefficients de diffusion moyens, le trait en pointillé indique la solution transitoire avec des coefficients de diffusion affectés par les CIRs.

Nous déterminons, pour un événement donné, le temps où l'espace interplanétaire n'oppose pas un obstacle entre Ulysse et Jupiter. Nous évaluons ainsi le début supposé de la montée de flux, la comparons aux données; puis, nous ajusterons au mieux le profil temporel de la montée de flux en choisissant les coefficients de diffusion.

Pour aller un peu plus loin, nous ajustons la descente, en supposant la dépendance des coefficients par rapport au champ et en utilisant le profil de l'intensité du champ magnétique observée à Ulysse. La Fig II.3.G l'illustre en prenant une certaine dépendance des coefficients de diffusion par rapport aux variations d'amplitude du champ magnétique: la CIR passant entre Jupiter et Ulysse est modélisée comme une zone où les coefficients de diffusion perpendiculaires sont divisés par $(B/B_0)^2$, avec B_0 le champ magnétique hors CIR et B l'amplitude dans la CIR. Dans la Figure II.3.G, le flux d'électrons chute dès que la CIR arrive à Ulysse, le jour 303. Entre le jour 303 et le jour 305, le flux décroît car la zone de faibles coefficients de diffusion est toujours plus large entre Ulysse et Jupiter. Ensuite, cette zone évolue vers Jupiter: jusqu'au jour 306, le flux reste bas et constant car la CIR est entre Ulysse et Jupiter. Puis, le flux augmente en montrant un profil diffusif car la CIR passe de l'autre côté de Jupiter et n'inhibe plus la propagation des électrons joviens qu'Ulysse observe. La deuxième décroissance, au jour 313, est modélisée comme la première en reliant coefficient de diffusion et champ magnétique. Les profils temporels des événements nous fournissent ainsi des déterminations indépendantes des coefficients. Ceux-ci se montrent parfaitement compatibles avec les coefficients de diffusion moyens.

De plus, le modèle rend compte des variations de 27 jours suggérées par les derniers événements joviens, visibles dans leur flux pendant la descente vers le pôle sud. (Fig. 15 de Rastoin et al., 1995).

Nous avons pris les coefficients indépendants de l'énergie mais ceci n'a que peu d'effet puisque nous ne considérons qu'une petite portion de spectre. Une des limitations de ce modèle est cependant de considérer les coefficients indépendants de la distance radiale: Ulysse explore un vaste domaine héliosphérique et l'homogénéité des coefficients est loin d'être établie. Au contraire, les modèles courants considèrent divers types de relations (Bieber et al., 1994; Müller-Mellin & Wibberenz, 1995). Une fois encore, notre résultat fournit une estimation de coefficients moyens de 1 à 5 UA, dans un domaine de latitudes (+6, -30). Notons aussi que les événements individuels ne suggérent pas de dépendance radiale significative dans leur gamme de distances au Soleil.

II.3.6 Résultats du modèle

Coefficients de diffusion

Reprenons l'enveloppe générale du flux E4 lorsque celui-ci peut être attribué à Jupiter et cherchons les coefficients de diffusion qui en rendent le mieux compte. Nous obtenons les coefficients suivants: $K_\perp$=8 10^{20} cm^2/s; $K_{//}$=18 10^{22} cm^2/s et K_z=1.7-8 10^{20} cm^2/s. (Table 3, p314). L'incertitude sur K_z est liée à la dispersion en terme de flux des derniers événements joviens. L'observation des "jets" nous suggére qu'il s'agit là de la rançon inévitable d'une géométrie trop simplifiée. Il n'est pas facile de modéliser les bras d'une méduse!

Plus encore que les deux coefficients $K_\perp$ et $K_{//}$, c'est leur rapport qui est le mieux défini (Fig. II.3.H.b). Notons que cette valeur du coefficient de diffusion parallèle est en accord avec celle des jets. Rappelons en effet que les jets nécessitent un libre parcours parallèle d'au moins une unité astronomique et que: $\lambda_{//} = \frac{K_{//}\ (cm^2/s)}{10^{22}} * 0.07$ UA . Ces résultats se situent dans le débat ouvert sur le coefficient de diffusion parallèle des particules de basses rigidités. En effet, les nombreuses déterminations observationnelles de ce coefficient, d'après les études d'événements solaires et joviens, ont abouti à un "consensus" (Palmer, 1982) et les théories de propagation (théorie quasi-linéaire, ou "QLT", cf la synthèse de Fisk, 1979) ont du mal à expliquer ces résultats.

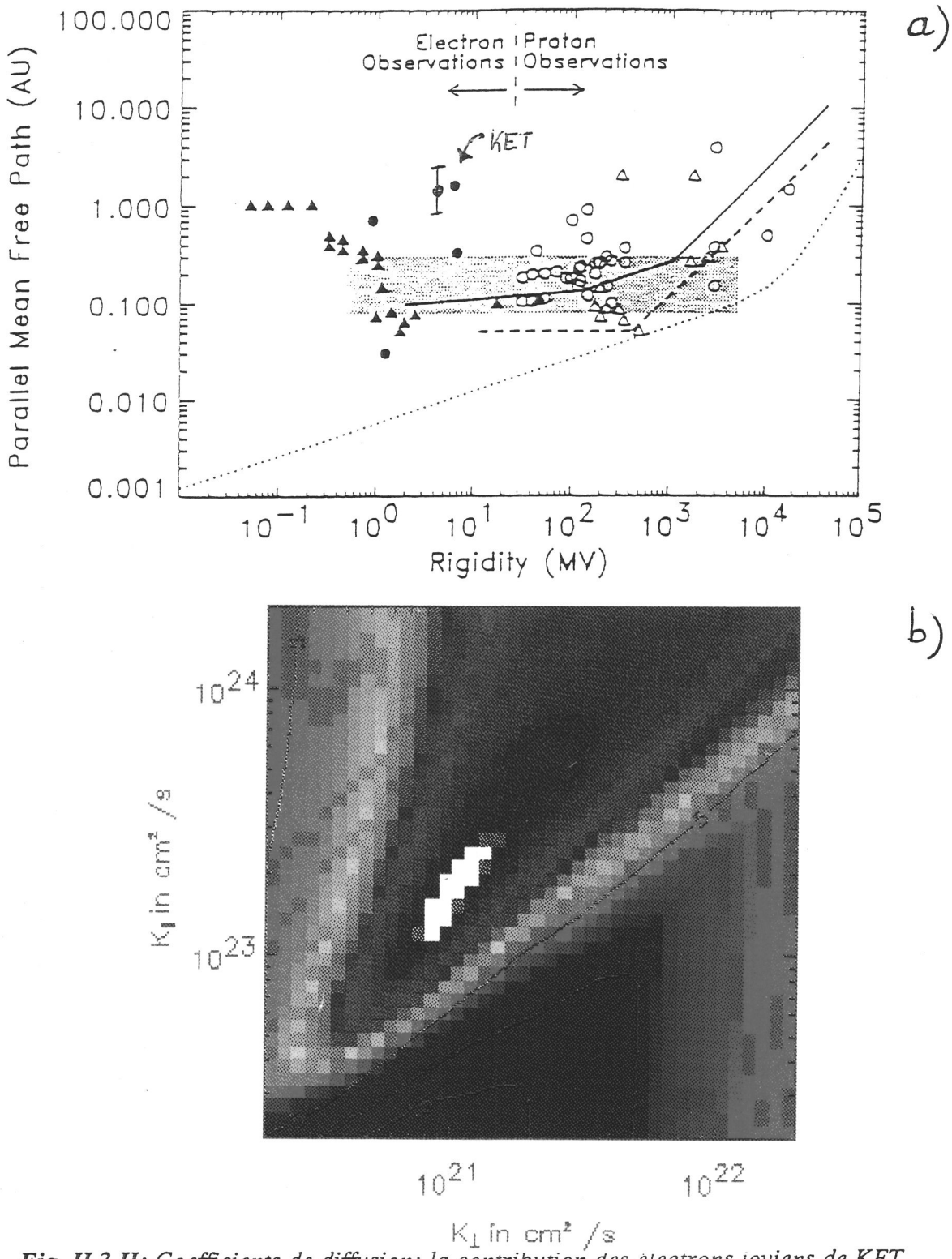


Fig. II.3.H: *Coefficients de diffusion: la contribution des électrons joviens de KET*

a) *en haut: l'estimation de $\lambda_{//}$ est resituée dans le contexte des déterminations précédentes, principalement à partir d'éruptions solaires (Palmer, 1982). Les lignes continues indiquent quelques-unes des déterminations théoriques: l'hypothèse de Müller-Mellin &Wibberenz (1995) en trait plein, la détermination de Bieber et al. (1994) en pointillés et l'hypothèse "classique" (Fisk, 1979) liée à la propagation des cosmiques d'origine galactique.*

b) *en bas: Contour de la fonction du χ^2 ($K_{\perp}$, $K_{//}$) d'ajustement du flux de KET en fonction des deux coefficients.*

Situons (Fig. II.3.Ha) notre propre contribution dans le diagramme de Palmer (1982). Elle est compatible avec les autres données et confirment la théorie récente d'un seuil, ou même d'une augmentation de $\lambda_{//}$ à basses rigidités (Bieber et al., 1994).

Les coefficients perpendiculaires ne relèvent pas seulement des variations de l'angle d'attaque des particules dues aux microturbulences du champ magnétique. La contribution majeure à cette propagation perpendiculairement au champ moyen interplanétaire est le comportement stochastique des tubes de flux. Ceux-ci se déplacent et se mélangent, soit au niveau de leurs attaches photosphériques, soit à cause des turbulence dans le vent solaire. Cet effet prédit par Jokipii et Parker (1969) a justement été démontré de façon éclatante pour la première fois par l'observation des joviens.

Une asymétrie entre les directions parallèle ($K_\perp$) et perpendiculaire (K_Z) à la direction moyenne du vent solaire pourrait être causée par une asymétrie dans les turbulences causées par le vent solaire dans ces deux directions. Prendre comme hypothèse de départ $K_\perp=K_Z$ conduit à un ajustement moins bon (Fig. II.3.F) avec un χ^2 qui reste toujours supérieur à 1.1. Les simulations 2-D par Monte-Carlo qui ne tiennent pas compte du comportement stochastique des lignes de champ mais seulement de la diffusion perpendiculaire obtiennent un coefficient de diffusion perpendiculaire de valeur comparable à K_Z (Moussas et al., 1982a,b): ceci conforte l'hypothèse précédente (cf discussion dans Rastoin et al., 1995).

Notons que l'enveloppe inférieure du flux de E4 montre aussi une dépendance jovienne. Elle détermine des coefficients de diffusion qui correspondent à des conditions de propagation minimalistes dans l'héliosphère: $K_\perp= K_Z=1.7\ 10^{20}$ cm^2/s. Le rapport entre ces derniers coefficients et ceux liés à la plus aisée des propagations est grosso modo un facteur 4, correspondant à l'amplitude des variations d'amplitude du champ magnétique. Aucune dépendance radiale n'est manifeste d'après les événements individuels (cf aussi Eraker et Simpson, 1979).

Intensité de Jupiter, source d'électrons

La valeur de Jupiter comme source d'électrons dans la gamme d'énergie observée est de 3.8 10^{26} elec./s /MeV$^{1.5}$ avec l'hypothèse d'un spectre différentiel à la source $dQ/dE= A\ E^{-2.5}$. Cela correspond à l'échappement de 3. 10^{25} électrons par seconde hors de la magnétosphère jovienne, dans la gamme d'énergie de E4, soit entre 3.5 et 10.4 MeV. C'est grosso modo cohérent avec les précédentes estimations utilisant le même type de méthode (Conlon, 1978; Eraker, 1982; Pyle & Simpson, 1977; Ferrando *et al.* , 1991). Comparons cette valeur au nombre d'électrons que nous avons vu fuir directement lorsqu'Ulysse explorait les régions externes de la magnétosphère (§I.4.5): c'est le même ordre de grandeur, aux -immenses- incertitudes géométriques près qui demeurent quant à la zone d'échappement magnétosphérique.

Conclusion

Epilogue: Ulysse a croisé de nouveau l'écliptique en mars 95, mais il y passa si peu de temps qu'aucun événement jovien ne fut observé...

Mais résumons: l'étude des joviens dans l'espace interplanétaire confirme donc quelques unes de nos intuitions précédentes sur les mécanismes de reconnexion à la frontière de la magnétosphère. Et ce, avec une perspective totalement différente. Elle nous a permis, à l'aide d'un modèle de conception ancienne, mais un peu plus sophistiqué, de trouver les caractéristiques de la diffusion interplanétaire. Et en trois dimensions, pour la première fois. Certaines de nos conclusions confirment ce qui a déjà été dit, par exemple sur l'effet des CIRs et des chocs, mais ceci autour du maximum solaire, et non du minimum comme pour les Pioneers. L'observation des jets, l'importance de la couche neutre, sont des résultats originaux de l'odyssée.

Après les derniers événements joviens de 93, nous voilà avec un flux grossièrement constant d'électrons de quelques MeV, stable à 2.4 10^{-3} électrons par secondes. Dans notre modèle, nous avons introduit la valeur de 2. 10^{-3} c/s, qui correspond au minimum observé dans l'écliptique. Mais ce niveau de flux bas, supérieur à la contamination du RTG (Annexe G), ne serait-il pas d'origine galactique? Voilà qui nous amène bien naturellement à la troisième enquête d'Ulysse, qui débuta quand les électrons joviens disparurent: les électrons galactiques, à partir de quelques centaines de MeV, leur modulation par le Soleil, et leur variation spatiale dans l'héliosphère...

PUBLICATIONS ASSOCIEES Pages 249-316

LES ELECTRONS DE JUPITER DANS L'ESPACE INTERPLANETAIRE

Ferrando et al., 1991: Observation of Jovian Electrons by the Ulysses Electron telescope, Proc. of the 22nd Internat. Cosmic Ray Conf., 3, 366.

Rastoin et al., 1993: The ten-hour Modulation of the Jovian Electron Spectrum in Interplanetary Space: Ulysses Observations, Proc. of the 23rd Internat. Cosmic Ray Conf. (Calgary), 3, 346.

Ferrando et al., 1993a: Propagation of Jovian Electrons in and out of the Ecliptic, Adv. Space Res., 13(6), 107.

Ferrando et al., 1993b: Jovian electron jets in interplanetary space, Planet. Space Sci., 11/12, 839.

Rastoin et al., 1995: What do the Jovian Electrons have to Tell us More? The MeV Electron Propagation in the 3-D Heliosphere as seen by Ulysses, submitted to J.G.R.

TROISIEME PARTIE

LES ELECTRONS GALACTIQUES DANS L'HELIOSPHERE

III.1 LES COSMIQUES ET L'HORLOGE SOLAIRE

Yet all experience is an arch wherethro'
Gleams that untravell'd world, whose margin fades
For ever and for ever when I move (Tennyson, in Ulysses)

III.1.1 Les "rayons" cosmiques

Historique

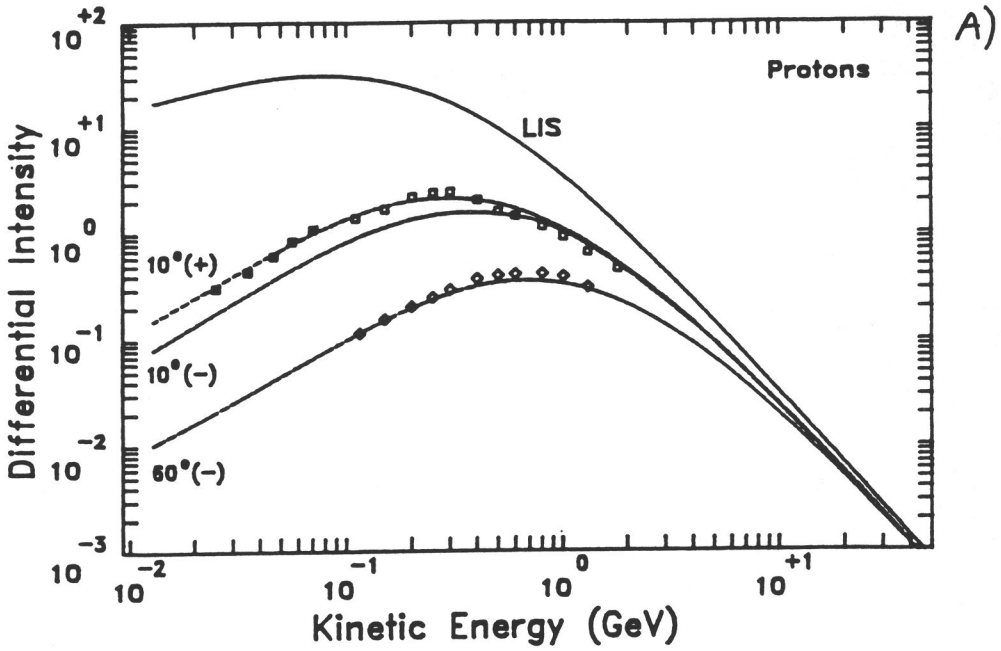
Les "rayons" cosmiques ont accidentellement surgi à l'horizon des physiciens en avril 1912, alors que l'autrichien Victor Hess étudiait, avec un électromètre à bord d'un ballon, la variation du courant en fonction de l'altitude. En 1927, J. Clay établissait leur nature de particules chargées. Depuis, ils ont permis de nombreuses découvertes en physique nucléaire. Le téra-électronvolt (10^{12} eV) est une unité couramment utilisée dans leur étude alors que les plus puissants accélérateurs terrestres (le Tevatron à Chicago, et le LEP de Genève) n'atteignent pas cette énergie, en attendant le LHC (Large Hadron Collider). L'étude du rayonnement cosmique donna lieu à la découverte de l'anti-matière avec l'anti-électron en 1933 (Anderson, 1933), du muon en 1937 (Street & Stevenson, 1937), puis du pion en 1947 (Lattes et al., 1947). En 1938, Pierre Auger découvrait au Pic du Midi les gerbes atmosphériques dues au rayonnement cosmique. Les cosmiques d'origine galactique ont suscité l'intérêt du fait qu'ils sont les seuls échantillons de matière nous venant de l'extérieur du système solaire. Les physiciens se sont lancés dans l'enquête des origines du rayonnement cosmique, de sa composition initiale et de l'influence exercée sur lui par le champ magnétique solaire. Sur les sommets des montagnes ou en ballons (Sekido & Elliot, 1981), ces pioniers ont mesuré le flux de cosmiques avant de profiter des sondes spatiales...

Composition du rayonnement cosmique

Grâce à de nombreuses expériences et à de non moins nombreux ballons, la composition du rayonnement cosmique au sommet de l'atmosphère terrestre a été établie: 86% de protons, 11% d'hélium, 1.5% de particules de charge supérieure à 2 et 1.5% d'électrons. La présence d'éléments lourds a été détectée dès 1948 (Freier et al., 1948). Depuis, leurs abondances chimiques et isotopiques sont les indices majeurs dans cette recherche de leurs origines, aujourd'hui encore inconnues. Leur spectre s'étend de 1 à 10^{14} MeV/n. L'hypothèse la plus probable pour expliquer les hautes énergies atteintes est un processus d'injection directe amorcée lors des explosions de supernovae ou au voisinage de pulsars, trous noirs et autres sources X. L'étude des noyaux se heurte à différentes difficultés dont la méconnaissance de leur spectre et de leur composition d'origine et les incertitudes sur les sections efficaces, nécessaires à toute modélisation de la propagation (Ferrando, 1993).

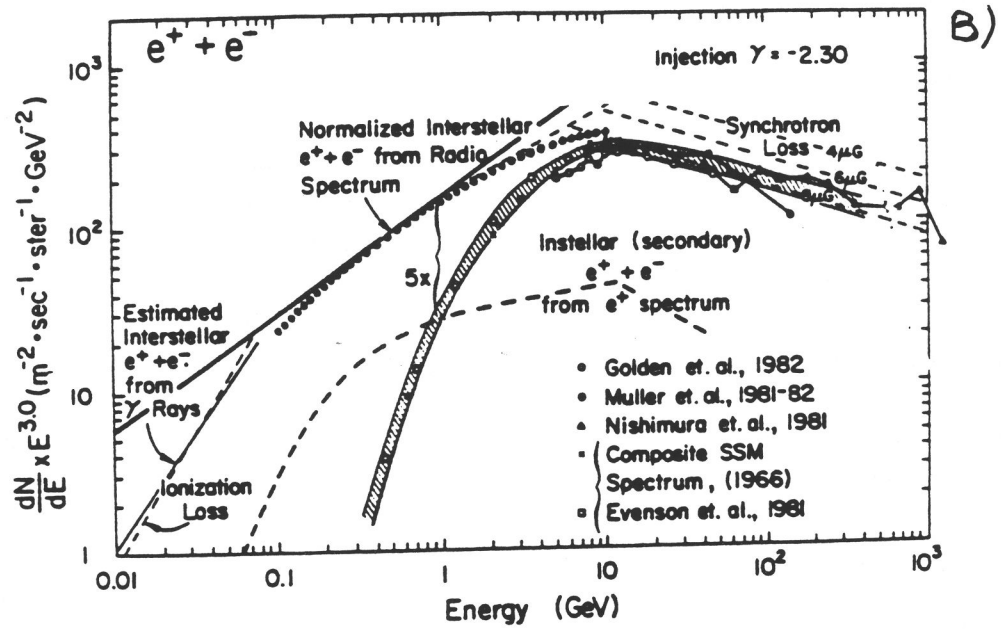
Le spectre interstellaire des protons (Fig. III.1.A) est reconstruit à partir des observations au voisinage de la Terre et d'une modélisation de leur trajet dans l'héliosphère (Webber, 1993); mais ce spectre ne peut être confronté à des estimations indépendantes.

Outre la composante dite primaire, totalement ionisée, il existe une composante dite "anormale", car son spectre suscita l'étonnement à sa découverte. La composante anormale se situe principalement dans le domaine d'énergies inférieures à 100 MeV par nucléon pour l'hélium et n'est ionisée qu'une fois. L'hélium dit anormal a été le premier découvert (Garcia-Munoz et al., 1973), précédant d'autres éléments à grands potentiels d'ionisation (McDonald et al., 1974; etc..). D'où vient cette composante "anormale"? Elle serait le résultat d'une ionisation simple de neutres interstellaires pénétrant dans



Proton spectrum observed in 1976 (*open squares*, from Webber, Kish, and Schrier 1983; *filled squares*, from Garcia-Munoz *et al.* 1983) and 1981 (*diamonds*, from Webber, Kish, and Schrier 1983), together with the assumed local interstellar spectrum (LIS) and the calculated modulated spectra at Earth with a neutral sheet tilt angle α equal to 10° and 60° for both $A > 0$ and $A < 0$. Solutions for $A > 0$ with α equal to 10° and 60° coincide for all practical purposes. Differential intensity is in units of particles $m^{-2}\ s^{-1}\ sr^{-1}\ MeV^{-1}$.

Fig. III.1.A: *Spectre interstellaire des protons (Webber et al., 1990).*



Measurements of the total electron intensity at earth and estimates of the electron spectrum in interstellar space. The energy regimes over which different loss processes dominate are shown as are other details discussed in text.

Fig. III.1.B: *Spectre interstellaire des électrons et les processus d'interaction des électrons (adapté de Webber, 1983)*

l'héliosphère, puis éconduits vers les régions externes héliosphériques ("pick-up") avant d'être réaccélérés au choc héliosphérique (Fisk, 1982). La composante anormale, une fois ionisée, se distingue par sa rigidité plus haute que sa contrepartie de cosmiques primaires de même énergie.

Les électrons galactiques, quoique très minoritaires, apportent de nombreuses et irremplaçables informations. On pense que les électrons cosmiques ont deux origines, primaire comme celle des noyaux, et secondaire, c'est-à-dire due à l'interaction des précédents avec la matière interstellaire (Webber, 1987). Par ce dernier moyen, des négatons et des positons sont produits en nombre égal (Ramaty & Lingenfelter, 1966), alors que l'on suppose que les primaires sont exclusivement des négatons (Ginzburg, 1958). Rappelons que KET ne fait pas la différence entre les électrons chargés positivement et négativement et nous verrons que leur proportion relative, encore malconnue (DeShong et al., 1964; Müller et Tang, 1987), peut influer sur leur comportement dans l'héliosphère.

Spectre interstellaire des électrons

C'est un des titres de noblesse des électrons d'avoir un spectre observé par des biais différents (Strong et al., 1994), et donc mieux défini que celui des protons (Webber, 1993). Les électrons sont en effet de bons indicateurs des conditions interstellaires qu'ils rencontrent et interagissent:

-avec le champ magnétique par effet synchrotron détecté en radio (Goldstein et al., 1970).

-avec le champ local de photons par effet Compton inverse, détecté en X et gamma.

-avec la matière traversée par rayonnement de freinage (ou bremsstrahlung), détecté en gamma (Césarsky et al., 1978).

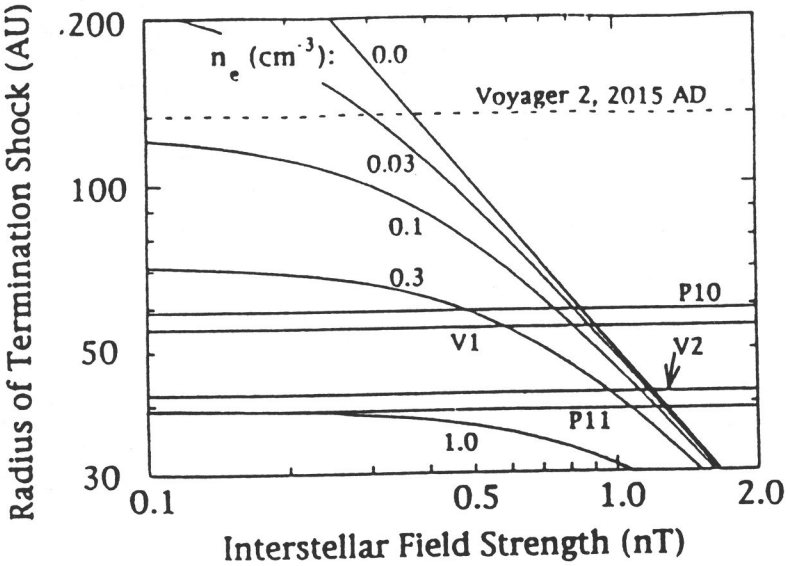
Le rayonnement synchrotron des électrons cosmiques ne passe pas inaperçu. La fréquence à laquelle se produit le maximum d'émission d'une population monoénergétique d'électrons d'énergie E est approximativement ν_{eff} (MHz)= 16. B(μG) E^2(GeV). Pour les énergies supérieures au GeV, l'effet synchrotron est déterminant pour le spectre interstellaire des électrons et l'indice spectral est de -2.9 à -3, compte tenu du spectre injecté (γ=-2.3). En-dessous de 5 MHz, l'absorption "free-free" dans le milieu interstellaire ionisé entraîne une absorption de l'émission radio, et une déformation conséquente du spectre. La seconde trace du passage des mêmes électrons est leur rayonnement par bremstrahlung de rayons gammas d'énergie E/3. Ce processus est dominant aux énergies inférieures à quelques centaines de MeV (par exemple Césarsky et al., 1978). Les différents processus en cause sont indiqués sur le spectre interstellaire d'électrons en Fig. III.1.B. Le dernier spectre interstellaire d'électrons que nous utiliserons par la suite, a été déterminé en combinant les mesures de COMPTEL et de COS-B (Strong et al., 1994).

III.1.2 L'héliosphère dans la galaxie

Nous avons décrit l'héliosphère comme la magnétosphère solaire (§II.1). Présentons-la maintenant du point de vue du rayonnement galactique...

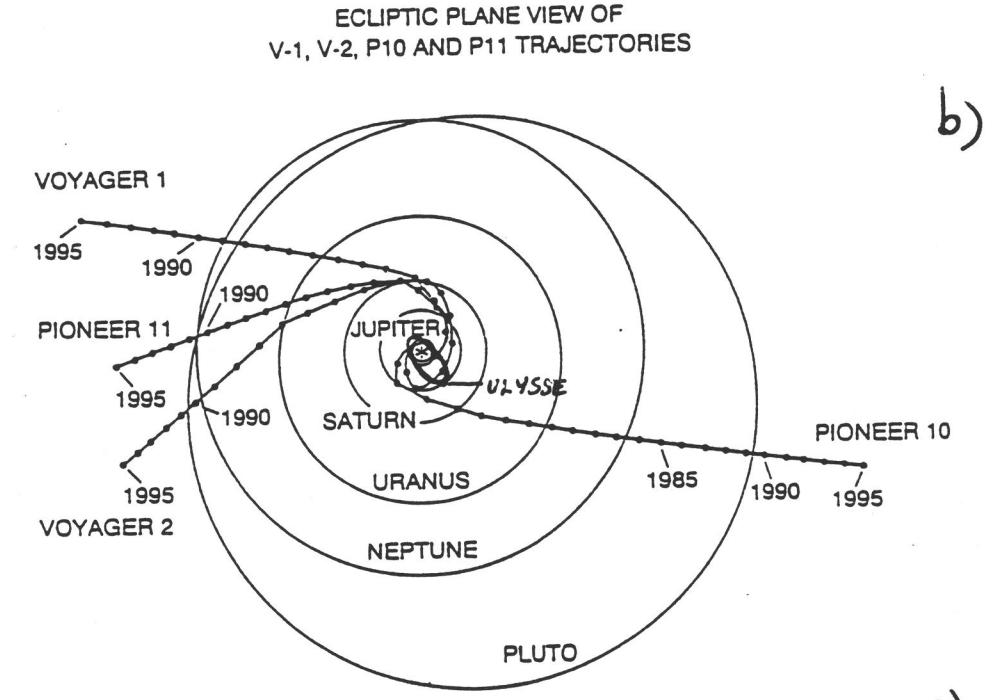
Historique de l'héliosphère

La notion d'héliosphère est étroitement lié à la découverte des cosmiques. Les premières chambres d'ionisation de Forbush avaient déjà mis en évidence la corrélation entre l'intensité des cosmiques et les variations du champ géomagnétique. La détection de cosmiques de plus basses énergies (<10 GeV), bientôt rendue possible par les vols en ballons, et les moniteurs à neutrons (Simpson, 1985), permit de s'apercevoir que les variations de l'intensité des cosmiques étaient contrôlées par des événements interplanétaires et par l'activité solaire. Cela introduisit la notion de modulation solaire. En 1955, apparut le concept d'héliosphère, définissant la cavité solaire dans le milieu interstellaire. Dans son excellent article de revue, Simpson (1989) en fait l'historique.

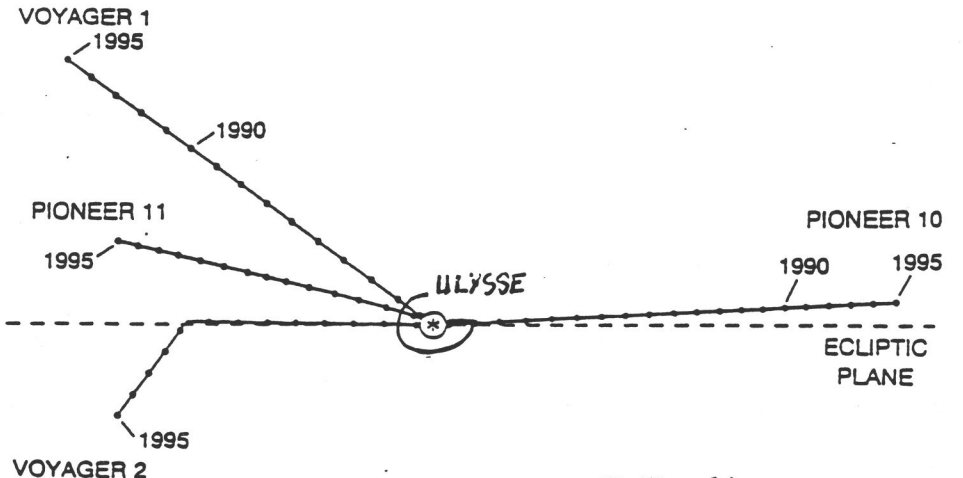


a)

Dependence of upstream distance to the heliospheric termination shock on interstellar magnetic field strength, for five different values for the interstellar plasma density.



b)



c)

***Fig. III.1.C**: Trajectoires des cinq sondes dans l'héliosphère*

***a)** Estimation théorique de la distance au choc terminal et distances des sondes spatiales les plus lointaines (Axford et Suess, 1994); **b)** Projection sur l'équateur héliosphérique des trajectoires; **c)** Projection sur le méridien nez-queue (Pioneer 10 va vers la queue héliosphérique)*

Le choc terminal, l'onde de choc où le vent solaire est décéléré, a été introduit, quoique les estimations de sa position restèrent très variées, de 5 (Meyer et al., 1956) à 200 UA (Davis, 1955). Par analogie avec une magnétosphère planétaire, l'héliopause est définie comme la "magnétopause" de l'héliosphère, et une onde de choc définit la surface où le vent interstellaire est décéléré (Fig. 2.B).

Champ magnétique galactique

L'intensité du champ magnétique galactique intervient directement dans le calcul du spectre des électrons galactiques à partir des observations radio. Il est de 3-5 μG, et sa direction est azimuthale dans le plan galactique. Ces estimations sont des valeurs moyennes et intégrées sur de grands espaces, à l'échelle héliosphérique. Elles proviennent de mesures d'effets dûs à la rotation Faraday (différences de polarisation du champ intégrées sur une colonne) et d'autres mesures liées à l'effet Zeeman (déformations de raies d'absorption en présence de champ magnétique).

Frontière héliosphérique

La limite de l'héliosphère augmente au fur et à mesure de la progression des sondes lointaines (Fig III.1.C). Des observations radio récentes effectuées par Voyager 1 & 2 ont été interprétées de la façon suivante: l'arrivée d'un choc interplanétaire fort sur l'héliopause (celui observé par Ulysse en Mars 1991, par exemple) générerait un signal à fp et 2fp, avec fp la fréquence plasma (Gurnett et al., 1993; Gurnett, 1995). Cet écho radio permet de placer l'héliopause à 115 UA, en accord avec d'autres déterminations (Grzedzielski & Lazarus, 1993). Mc Donald et al. (1993) placent la frontière de la modulation à 160+/- 40 UA. Les mesures de composante anormale fournissent un autre moyen d'estimer la distance à la "frontière de modulation" (§III.1.3) et la situent à 60-90 UA (Cummings et al., 1993; Lopate & Simpson, 1993).

L'héliosphère externe se trouve en équilibre de pression avec le milieu interstellaire. Pour déterminer la distance de l'héliopause, il faut écrire l'équilibre de pression: la pression du vent solaire (Psw) équilibre celles du rayonnement cosmique (Pcr), du champ magnétique (Pb), du gaz interstellaire (Pg) et celle due au déplacement du système solaire dans le milieu interstellaire à la vitesse u de 23 km/s (Pr). D'où: Psw= Pcr+ Pb+ Pg + Pr

$$\rho V^2 = Pcr + \frac{B^2}{8\pi} + 2n_i kT + \rho_i u^2$$

Ces différents paramètres ne sont pas connus avec précision; mais, compte tenu de l'état actuel de nos connaissances, ils peuvent être évalués à:

$$Psw = \frac{d}{100\ UA}\ eV\ cm^{-3}$$

$Pg = 0.04\ eV\ cm^{-3}$ (avec $ni=0.03$ part cm^{-3} et $T = 7\ 10^3$ K)

$Pb = 0.2\text{-}0.6\ eV\ cm^{-3}$ (avec B=3-5 μG) et $Pr = 0.2\ eV\ cm^{-3}$

Ceci conduit à une distance du choc terminal de 100-130 UA (Le Roux et Ptuskin, 1995). Des modèles de plus en plus sophistiqués cherchent à quantifier les effets non-linéaires de couplage entre transport des cosmiques et hydrodynamique du vent.

On peut ainsi décrire cette confrontation: un vent relativement froid et radial se trouve opposé à la pression isotrope du milieu interstellaire le confinant, pression essentiellement due à des particules très énergétiques, avec une densité de masse négligeable: les cosmiques. Il existe une zone de transition où le vent est décéléré et les cosmiques réaccélérés. Le paramètre Krr/V, longueur de diffusion effective, détermine la longueur de cette transition (LeRoux et Ptuskin, 1995). Vu leur faible densité de masse, les électrons n'influencent pas ce bilan de façon significative et sont donc de bonnes particules de test.

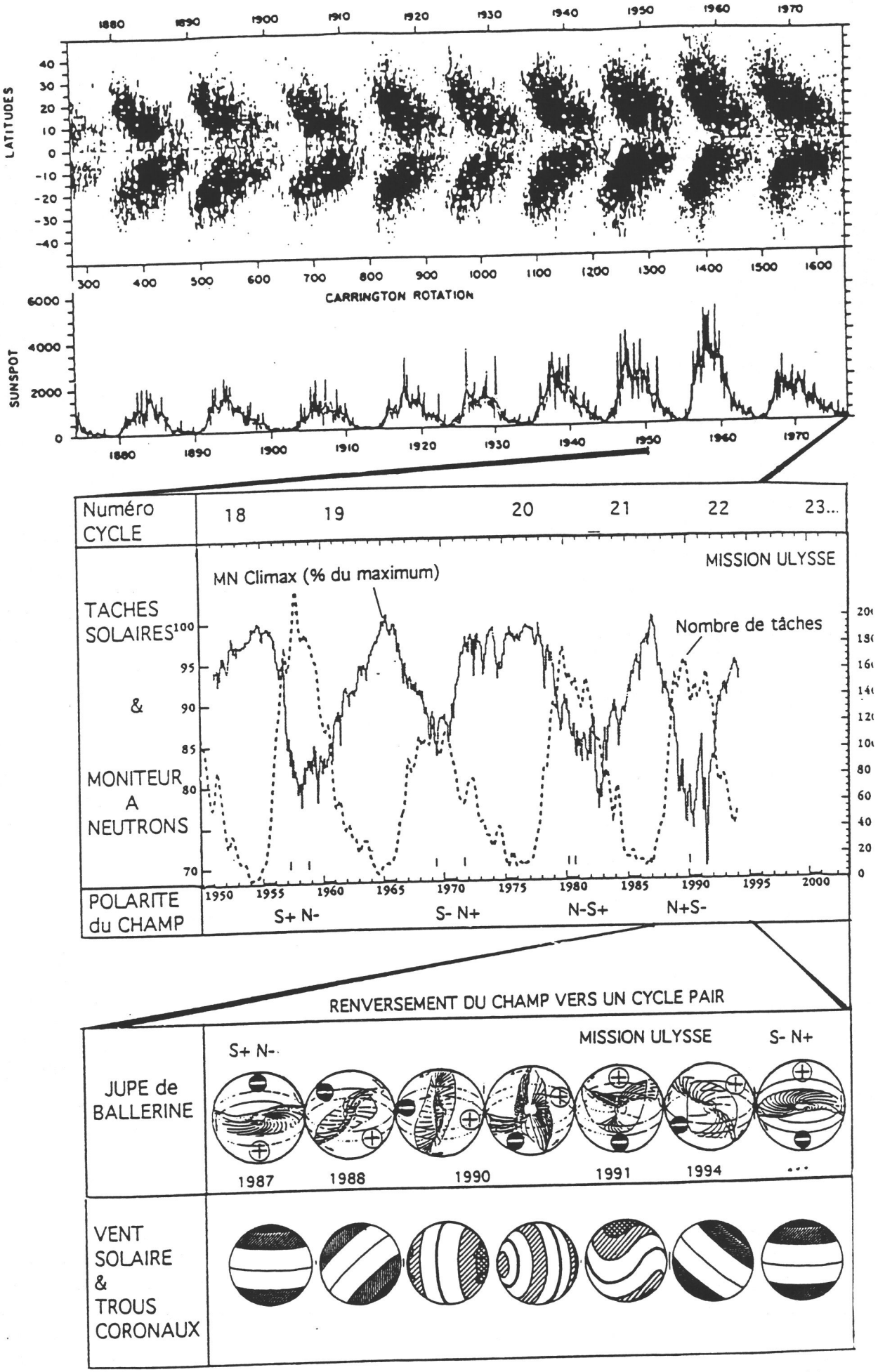


Fig. III.1.D: *Cycle solaire:* ***a)*** *Nombre et localisation des tâches solaires;* ***b)*** *McKibben et al. (1986);* ***c)*** *adapté de Saito et al. (1986).*

Analogie avec une magnétosphère planétaire

A cause de l'asymétrie de pression due au mouvement du Soleil dans la Galaxie, on s'attend à une différence entre les distance au "nez" et à la "queue" de l'héliosphère, différence actuellement estimée à 1.5 (Fahr et al., 1986). L'interface de l'héliopause présente des analogies avec la magnétopause des queues des magnétosphères terrestres, où un vent solaire dense est en équilibre de pression avec la plasma raréfié du lobe magnétosphérique (Eastman, 1990). On pense que l'héliopause est entourée d'une couche limite de plasma, par analogie avec les couches limites des magnétosphères planétaires (§I.4). Cette interface verrait donc aussi des phénomènes de reconnexion suivant les directions respectives des champs magnétiques interstellaire et héliosphérique. Ces reconnexions magnétiques pourraient influer sur la structure globale du champ et l'entrée des cosmiques dans l'héliosphère (Cooper et Baker, 1993) que nous allons néanmoins considérer maintenant comme isotrope.

III.1.3 Entrée dans l'héliosphère et cycle solaire

Les irrégularités du champ magnétique solaire influencent la propagation des particules d'énergie inférieure à 10 GeV/nucléon (§ 2.). C'est la raison pour laquelle le flux héliosphérique est bien inférieur au flux interstellaire en dessous de 10 GeV/n et qu'il varie suivant l'activité solaire: c'est la "modulation solaire" du spectre des cosmiques, une modulation temporelle. Les cosmiques assiégeant l'héliosphère y rentrent d'autant plus facilement que leur rigidité est grande. Les sondes qui se sont éloignées de la Terre dans l'écliptique ont permis de déterminer un gradient radial, une fois les observations corrigées des variations temporelles.

L'accès des cosmiques au-dessus des pôles

Mais l'héliosphère a-t-elle vraiment une symétrie sphérique? La conviction était fort répandue, pour ne pas dire unanime, avant les observations d'Ulysse, que l'entrée des cosmiques était beaucoup plus aisée au-dessus des pôles solaires: le champ magnétique y était supposé radial et peu turbulent. D'où l'idée d'envoyer une sonde spatiale survoler les pôles du Soleil pour y observer les spectres galactiques non modulés...

Ulysse a apporté son lot de surprises en passant au-dessous du pôle sud. En particulier, le champ magnétique, tel qu'Ulysse le détecte à plus d'1 UA du Soleil, n'a pas montré les variations en latitude escomptées pour un champ dipolaire. Son amplitude est restée remarquablement indifférente aux variations en latitude. De plus, le champ magnétique au-dessus du pôle sud n'est pas aussi "calme" que prévu. Des études de variance mettent en évidence des fluctuations transverses du champ magnétique. Celles-ci se propagent vers l'extérieur de l'héliosphère et ont les caractéristiques de fluctuations alfvéniques (Smith et al., 1995; Balogh et al., 1995). Des ondes de grande amplitude et à longues périodes de 10-20 heures ont aussi été observées au-dessus du trou coronal sud (Phillips et al., 1995). Elles se propagent vers l'extérieur de l'héliosphère à 0.7 fois la vitesse d'Alfvèn. Nous verrons ce qu'Ulysse a observé comme flux de cosmiques...

Cosmiques et cycle solaire

Revenons d'abord sur les manifestations du cycle solaire. Tous les onze ans, la polarité du champ magnétique s'inverse (§II.1.1). L'inversion dure parfois jusqu'à deux ans pendant lesquels champ magnétique et couche neutre sont très déstructurés. Mais, la manifestation du cycle solaire connue depuis Galilée (1749) est la variation des tâches à la surface du Soleil. Le nombre et la localisation des tâches solaires varient aussi avec une période de onze ans (Fig III.1.Da).

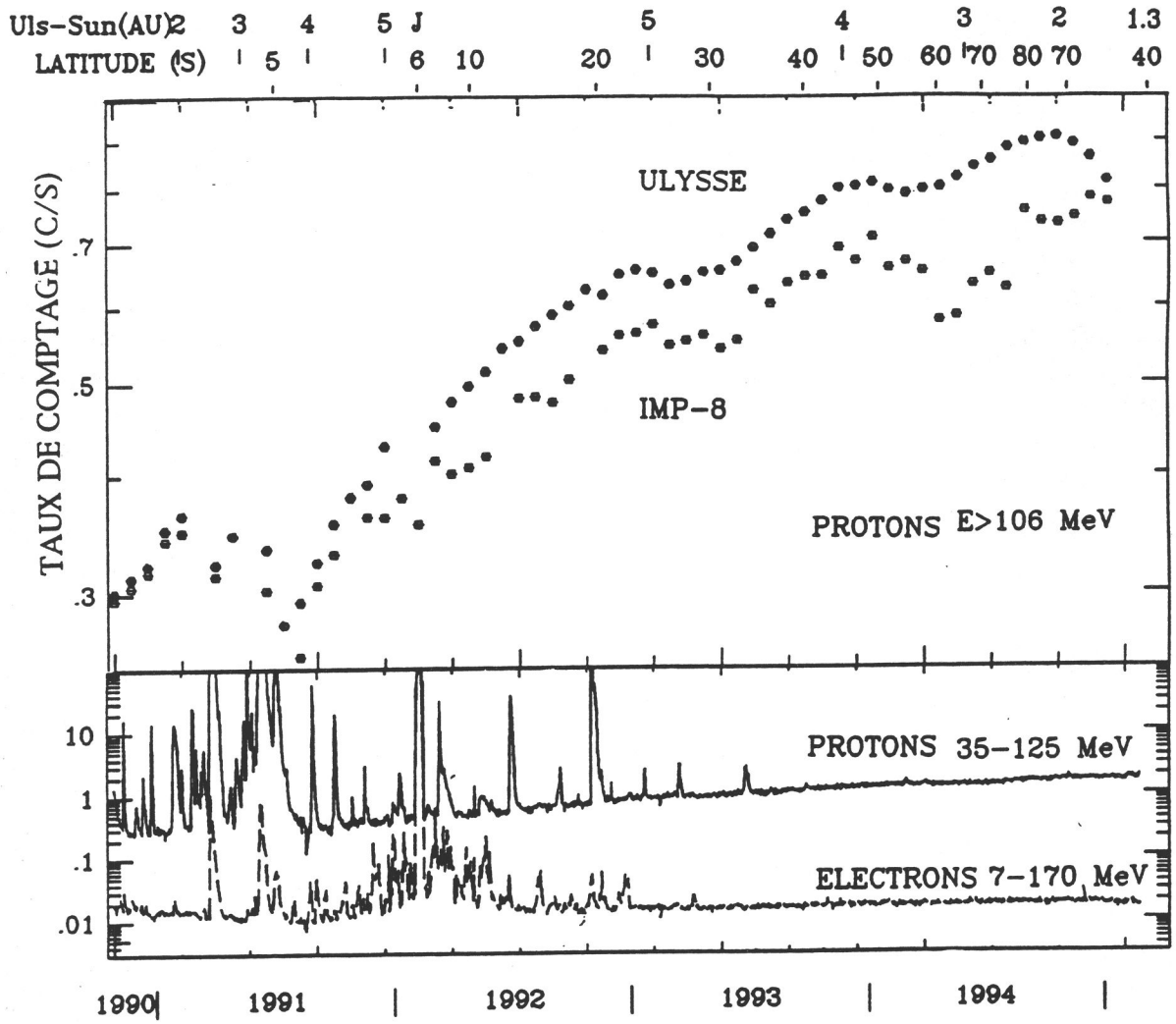
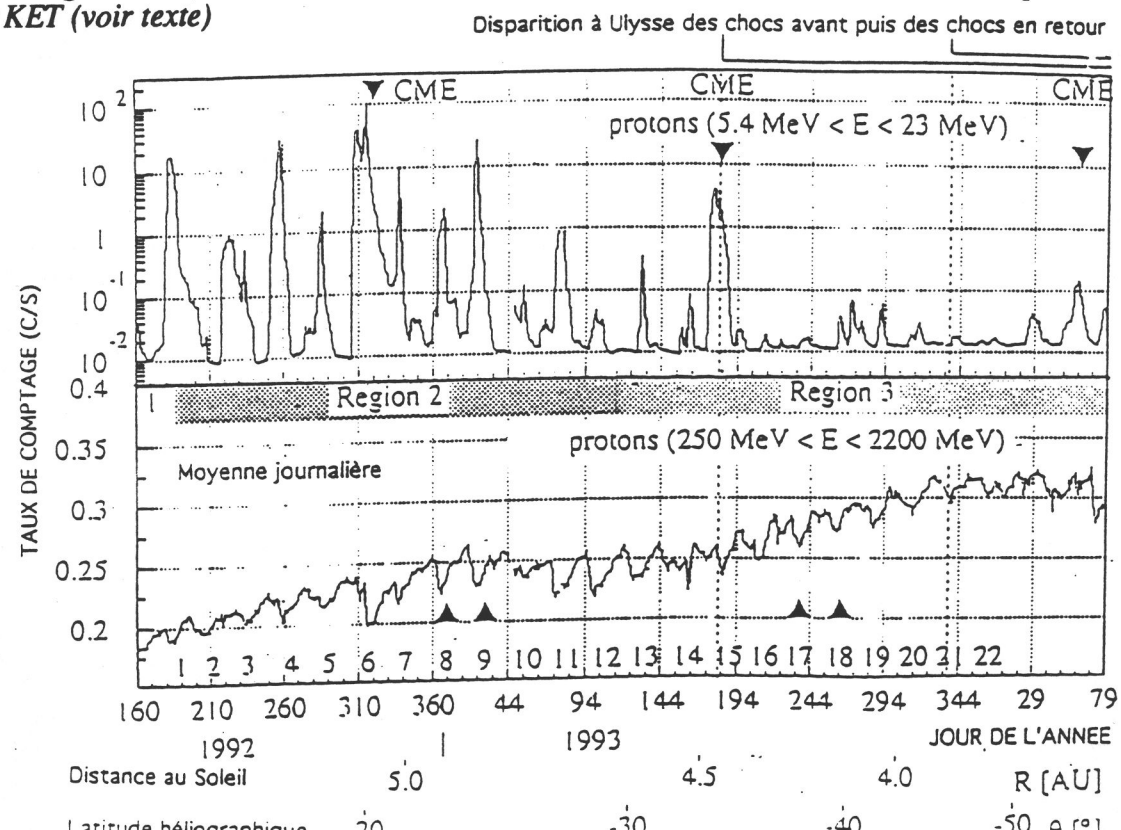


***Fig. III.1.E** (ci-dessus) Modulation à long-terme vue par KET*
***a)** Le flux des protons (E>100 MeV) augmente à cause de la baisse d'activité solaire. La différence de flux mesurée à IMP-8 et Ulysse indiquent la présence de gradients radiaux et latitudinaux.**b)** Les protons d'énergies E<125 MeV sont indicatifs de l'activité solaire (éruptions solaires et accélérations interplanétaires). Les électrons sont principalement d'origine jovienne.*

***Fig. II.1.F** (ci-dessous) Modulation à court-terme du flux des protons galactiques observés par KET (voir texte)*



Pendant le maximum d'activité solaire, le nombre d'éruptions solaires est maximum, mais ces éruptions ne sont pas les plus violentes. Celles-ci se produisent plutôt de part et d'autre du maximum, sans doute parce qu'elles nécessitent un temps de "stockage" d'énergie plus grands (Kunow et Wibberenz, 1984; Svestka; 1995). Tels sont les événements observés par Ulysse en février/mars 1991.

Les moniteurs à neutrons ont permis d'observer depuis 1950 le cycle solaire par ses effets sur les rayons cosmiques parvenant à la Terre (Fig. III.1.Db). Les moniteurs à neutrons sont sensibles à la composante nucléonique produite dans l'atmosphère par les cosmiques primaires de rigidité de plus du GV. Ils ont deux limites physiques dues à leur existence de terriens. La première est atmosphérique car la gerbe se développe mais n'atteint pas toujours le sol pour les cosmiques de plus faible énergie, d'où l'intérêt de gagner les sommets pour installer les moniteurs. La seconde limite est due au champ magnétique: suivant leur latitude (terrestre) magnétique, le champ magnétique (terrestre) entraîne une limite en rigidité des particules qui peuvent parvenir au sommet de l'atmosphère ("geomagnetic cut-off"). Nous utiliserons souvent par la suite les données du moniteur à neutron Climax, opérationnel en continu depuis 1953, pour situer les observations d'Ulysse en fonction du cycle solaire. Climax est à 3400 m, à une latitude de 40°N (et une longitude de 106°), ce qui le place, si mon atlas est exact, non loin de Denver et dans les Rocheuses. Sa limite inférieure de rigidité est 3 GV environ. Par convolution du spectre cosmique et de l'efficacité de l'instrument, on obtient une rigidité moyenne d'environ 15+/-5 GV.

Les différences entre cycles impairs et cycles pairs ont fait l'objet de nombreux débats. Lors des cycles dits pairs ou positifs (A>0; Fig III.1.Db), les lignes de champ de l'hémisphère sud sont, par définition, orientées vers le Soleil. Pendant ces cycles pairs, la démodulation des cosmiques semblent s'effectuer plus rapidement que lors des cycles impairs (Ahluwalia, 1994). Comme les cosmiques retrouvent toujours une valeur de flux (maximale) standard, cela entraîne une apparence en "chapeau chinois" pour les uns (du cycle 19 au cycle 20), par exemple), et une apparence en "plateau" pour les autres (cycle 20 à 21). Evidemment, la statistique des petits nombres est toujours séduisante mais dangereuse... d'autant que les cycles se suivent sans se ressembler et que le cycle 20, par exemple, n'a pas montré une évolution "normale" de sa répartition temporelle des taches solaires et des éruptions (Svestka, 1995). Observer l'héliosphère pendant un nouveau cycle pair, et continuer l'odyssée pendant le cycle consécutif, tel n'est pas le moindre des attraits d'Ulysse.

III.1.4 La modulation vue par les protons de KET

Modulation à long terme

Masquée à basses énergies par les événements solaires et les chocs interplanétaires, et, pour les électrons, par la présence de Jupiter, la démodulation solaire devient de plus en plus visible dans les flux de cosmiques mesurés par KET à partir de 1992 (Fig. III.1.E). C'est la modulation à long terme, ou plutôt la démodulation solaire puisqu'Ulysse débute ses observations après le maximum du cycle 22. Stoppée par l'intense activité solaire de début 1991, la démodulation reprend ensuite au même rythme, ce qui permet de calculer un taux de démodulation en terme de variation relative de flux par année à une rigidité donnée (Heber et al., 1993).

Modulation à court terme

Mais se surajoutent des effets à plus court terme. Les variations des flux de cosmiques (E>100 MeV) montrent des "marches d'escalier", faites de montées et de plateaux successifs (Fig. III.1.E). La comparaison entre les observations des différentes sondes Pioneers et Voyagers a montré que ces plateaux se propagent vers l'extérieur de l'héliosphère, à la vitesse du vent solaire. La clé de cet effet

réside, sans doute, dans les chocs. Certaines CIRs (§II.1.2) observées à 1 UA disparaissent sans être observées par les Voyagers. D'autres, cependant, fusionnent à grande distance du Soleil, disons plus de 20 UA (Burlaga et al., 1985). Ces vastes régions sont appelées "MIRs" ("Merged Interaction Regions"), et même "GMIRs" ("Global Merged Interaction Regions"). Elles persistent alors jusqu'à l'héliosphère externe et font écran à l'entrée des cosmiques (par exemple McDonald et al., 1993). Des modèles introduisant une dynamique de l'héliosphère ont essayé d'expliquer les observations. Le Roux et Potgieter (1992) ont utilisé un code numérique où une décroissance de type Forbush est modélisé par le passage d'une région turbulente se propageant vers l'extérieur de l'héliosphère, à la vitesse du vent solaire.

Une autre manifestation de modulation à court terme a pu être avantageusement étudiée par Ulysse. KET a observé les variations du flux des cosmiques sur 26 jours, la période de rotation du Soleil à l'équateur. Aux latitudes intermédiaires, inférieures à 30°, Ulysse a détecté de nombreuses CIRs, signalées par la présence d'une composante accélérée de basse énergie (E< 50 MeV). Il est aussi visible dans le flux de hadrons de haute énergie (jusqu'à plus de 2 GeV) qui subit une baisse de flux de style Forbush de l'ordre de 10%. Il y alors anticorrélation entre flux de hautes et de basses énergies (Fig. III.1.F). A de plus hautes latitudes encore, approximativement à la mi 1993 (35° de latitude sud), cette modulation persiste mais sa signature se complique. Aucun choc récurrent n'est plus observé à Ulysse. Les particules accélérées par le choc lointain parviennent avec des délais liés à leur dispersion de vitesse. Le flux de particules de haute énergie diminue toujours autant (Kunow et al., 1995)!

Cette modulation de 26 jours devrait contraindre les coefficients de diffusion des hadrons en fonction de la rigidité. Une corrélation entre le flux de haute énergie et la distance à la jupe de ballerine a été recherchée en vain dans les données de HET (McKibben et al., 1995b) mais la théorie prédit que cette corrélation est plus faible pour ce cycle que pour le précédent (McKibben et al., 1995a). Que la période soit encore de 26 jours à hautes latitudes, et non 30, conforte l'idée d'une couronne solaire, et donc d'un champ interplanétaire, en corotation rigide indépendante de la latitude, conformément aux prédictions de Sime (1986).

Les effets dynamiques se révélent difficiles à modéliser et dépendent beaucoup de l'extension latitudinale de ces "écrans mobiles" que sont les chocs (Potgieter et al., 1993b; LeRoux et Potgieter, 1993). La décroissance du flux de cosmiques, l'extension de la zone de raréfaction de cosmiques, mais aussi la rapidité du "remplissage" de la zone de raréfaction, posent des contraintes sur les coefficients de diffusion, la dépendance vis-à-vis de la rigidité des particules considérées et sur l'importance des effets de dérive (Evenson et Tuska, 1991). L'importance de ces événements transitoires dans la modulation solaire à long terme nécessite encore d'être étudiée.

Une héliosphère en trois dimensions: les gradients

Pour isoler les variations temporelles des variations spatiales, Ulysse bénéficie de quelques atouts: les mesures simultanées de détecteurs à neutrons qui fournissent un point de référence terrestre, et sa trajectoire le long de laquelle les différents effets sont parfois séparés. Ulysse passe, en effet, la première partie de son odyssée dans l'écliptique (pas d'effet de latitude), puis Jupiter projette la sonde vers le sud dans une orbite qui reste un certain temps à même distance radiale du Soleil (pas d'effet radial). Ulysse vole ensuite vers les régions sud en se rapprochant du Soleil, d'où une superposition des trois effets.

La Fig III.1.E montre les variations en fonction du temps des taux de comptage du moniteur à neutrons IMP-8 (E>106 MeV) et de la voie de protons P116+P190+P4000 (E>145 MeV). L'écart, indiscernable lors des premiers mois, se creuse lorsqu'Ulysse atteint des latitudes de plus de 40°, et les deux courbes se rejoignent ensuite quand Ulysse se dirige à nouveau vers des latitudes plus basses. Différentes méthodes ont été utilisées pour extraire les gradient latitudinaux et radiaux (Heber et al., 1993; 1995; Paizis et al., 1995).

Voici celle que nous prenons ici: sélectionnons certaines périodes pour leur vertu de calme et comparons les flux à 1 UA et à Ulysse, à 2 GV et à 15 GV, en corrigeant de la convection. A partir de ces périodes, ajustons simultanément gradients radiaux et latitudinaux avec tout l'ensemble des données, par la méthode du χ^2. Les effets latitudinaux apparaissent seulement après un certain seuil en latitude, qui dépend de la rigidité des particules considérées. L'avantage de la méthode du moindre carré est de permettre la détermination objective de ce seuil en latitude. Cette latitude limite est respectivement de 30° pour une rigidité de 2 GV, et de 15° pour les particules de 17 GV. L'hypothèse de travail suppose les gradients de position invariants, ce qui est loin d'être évident. Il est donc sans doute plus prudent de parler d'effets latitudinaux dans une héliosphère non statique, traversée par des chocs transitoires et d'extensions variables. En moyenne, ces effets peuvent être décrits en terme de gradients moyens et invariants sur les cinq ans d'observations d'Ulysse, 0.35+/-0.05 %/° à 2 GV et 0.25+/-0.05 %/° à 17 GV (Paizis et al., 1995). Nous y reviendrons au §III.5.

En conclusion, Ulysse a permis une détermination des variations spatiales du flux de hadrons cosmiques dans l'héliosphère, dans une vaste gamme de latitudes (+6°N, -80°S; cf Fig. III.1.G), en disposant d'une référence observationnelle à Terre.

III.1.5 Les électrons, particules tests?

Maintenant que les observations de champ magnétique et de protons nous ont conduit à la vision d'une héliosphère plus sphérique que prévu, mais aussi plus dynamique, venons-en aux électrons cosmiques...

Que peuvent-ils nous apprendre de plus que les protons?

Les électrons, par leur faible densité totale, n'influencent pas vraiment le bilan dynamique de l'héliosphère externe. De même que l'équilibre des magnétosphères planétaires, faisant intervenir le plasma, ne se soucie guère des électrons du MeV, de même, l'héliosphère reste insensible aux électrons galactiques du GeV, qui agissent bien comme des particules tests.

Les électrons galactiques, en tant que particules chargées négativement, procurent aussi un test de la validité des modèles de modulation existants. Les observations les concernant ne couvrent que deux cycles solaires, ce qui est peu pour tester des théories concernant un phénomène périodique de 22 ans précisément!

Et nous verrons par la suite que les électrons ont d'autres particularités, par rapport aux hadrons (§III.2), qui les rendent bien attrayants...

L'objectif du travail qui suit est donc l'étude de ces électrons cosmiques à partir des données de KET. Voici les questions auxquelles nous ambitionnons de répondre:

- Les électrons et les hadrons ont-ils un comportement identique quant à la modulation solaire?

-Ont-ils même distribution spatiale dans l'héliosphère? Autrement dit, le signe de la charge est-il un paramètre important du problème?

- Comment modéliser cette propagation des particules galactiques de façon satisfaisante? Les électrons peuvent-ils contraindre davantage les modèles existants?

Il est temps de présenter ces modèles de modulation (§III.2), des plus simples, que nous utiliserons, aux plus complexes que nous décrirons simplement afin d'avoir un cadre pour situer les observations d'Ulysse et leurs enjeux (§III.4 et §III.5)...

III.2 MODULATION: THEORIES DE POCHE

Ulysse déclara: il faut que vous sachiez ce que Tirésias m'a prédit
Il m'a recommandé de doubler l'île du Soleil,
le charmeur des mortels... (Homère, Odyssée, XII)

III.2.1 Toujours l'équation de Fokker-Planck

Nous voici, comme en §II.3, avec un problème de propagation de particules dans le vent solaire. L'équation de continuité de la densité différentielle Up (X,t) dans l'espace des phases est, de nouveau, à l'honneur :

$$\frac{\partial Up}{\partial t}(X,t) = -\nabla[\,\mathbf{K}.Up - \mathbf{V}.Up] + \frac{1}{3}\nabla.\mathbf{V}\,\frac{\partial(p.Up)}{\partial p}$$

où Up (X,t) est en part./cm^3.MeV/c, p l'impulsion des particules, X le vecteur position, t le temps, V(X,t) est la vitesse du vent solaire, K(X,t) le tenseur de diffusion.

Le tenseur K s'écrit $K=\begin{bmatrix} K_{//} & 0 & 0 \\ 0 & K_{\perp} & K_T \\ 0 & -K_T & K_z \end{bmatrix}$.

Nous avons eu l'occasion de présenter une détermination des coefficients diagonaux ($K_\perp$, $K_{//}$). Il faudrait d'ailleurs considérer le tenseur dans ses trois dimensions puisqu'Ulysse a montré que les trois coefficients de diffusion étaient différents (Partie II). Nous allons ici manier plutôt le coefficient radial effectif $Krr = K_\perp \sin^2\psi + K_{//}\cos^2\psi$, avec ψ l'angle entre la direction du champ et la direction radiale. N'oublions pas qu'il s'agit maintenant du coefficient de diffusion moyen intégré sur tout le trajet des particules depuis les confins de l'héliosphère jusqu'à l'observateur, et non plus intégré de Jupiter à Ulysse. Nous réduisons donc la matrice K à un coefficent 1-D radial, sans dérive (K_T) ni asymétrie de direction, et n'utiliserons par la suite que Krr= K...

La décélération adiabatique dépend de la vitesse du vent solaire. Mais nous ne considérerons qu'un vent moyen sur le trajet des particules, alors que le vent est deux fois plus rapide au-dessus des trous coronaux. Le coefficient de diffusion est, de son côté, influencé par les turbulences du champ magnétique qu'Ulysse a mises en évidence (§ III.1.3). Deux raisons pour rendre la propagation au-dessus des pôles plus difficile que prévu. Dans la modélisation simple qui suit (§III.2.2), seuls interviendront une vitesse de vent solaire et des coefficients homogènes.

Les conditions aux limites et la nature de la source sont bien différentes du cas jovien. La source est a priori uniforme aux frontières de l'héliosphère, estimée à 100 UA. Le spectre source des électrons est celui observé dans le milieu interstellaire en raccordant les diverses observations gamma et radio les plus récentes (Strong et al., 1994).

III.2.2 Les modèles les plus simples...

Considérons, pour commencer, les modèles décrivant l'état d'équilibre avec une symétrie sphérique, les plus simples qui soient. Ils sont historiquement les premiers pas théoriques vers la compréhension de la modulation solaire des galactiques. Il nous est apparu indispensable de les décrire et de les confronter aux observations, ne serait-ce qu'afin d'en voir les limites et de se convaincre de la nécessité, et de la pertinence, de modèles plus complexes...

Reprenons notre équation de Fokker-Planck sphérique:

$$\frac{\partial r^2\left(VUp - Krr\ p.\frac{\partial Up}{\partial r}\right)}{\partial r}(X,t) = \frac{1}{3}\frac{\partial\, r^2.V}{\partial r}\frac{\partial\, p.Up}{\partial p}$$

Malgré son apparente simplicité, cette équation n'a pas de solution générale. Heureusement, il existe des solutions approchées...

L'approximation du "potentiel"

Une des astuces les plus anciennes et les plus usitées consiste à utiliser l'approximation dite "du potentiel" (Gleeson et Axford, 1967, 1968). Elle ne cherche pas à résoudre directement cette équation mais considère son premier ordre et l'identifie à l'équation d'une particule de vitesse v dans un potentiel électrique $E=\frac{v}{3K}VR$, avec R la rigidité et K le coefficient de diffusion. Ceci nous amène à l'identité intégrale suivante écrite pour l'intensité différentielle j(r,E), par le théorème de Liouville:

$$\frac{j(r,E)}{E^2 - m_0^2} = \frac{j(r_b,E+\Phi)}{(E+\Phi)^2 - m_0^2}$$

Avec ces simplifications, la modulation est contrôlée par l'unique terme Φ, baptisé "paramètre de modulation", qui a la dimension d'une énergie: $\Phi = \frac{1}{3}\beta \frac{Z}{A}R \int_{r0}^{rb} \frac{V}{K(r)}dr$, avec Z la charge et A le nombre atomique, et l'intégration portant sur le trajet de l'observateur (r0) à la frontière héliosphérique (rb). On lui associe le "potentiel de modulation" ϕ:

$$\phi = \frac{1}{3}\beta R \int_{r0}^{rb} \frac{V}{K(r)}dr \text{ en MV}$$

Le potentiel de modulation sert habituellement à "dater" la phase du cycle solaire du point de vue de la modulation des galactiques. Cette dernière est assimilée à l'effet de l'hypothétique champ électrique héliocentrique E, qui change de signe avec la charge de la particule: ce modèle traite pareillement des particules de charges opposées, pourvu qu'elles aient même énergie et même masse (ie vitesse).

Φ est souvent interprété comme la perte d'énergie (adiabatique) subie par la particule qui vient des frontières héliosphériques jusqu'à l'observateur. Mais cette solution ne calcule pas le terme de perte d'énergie dT/dt qui était dans l'équation initiale. De plus, l'approximation du potentiel considère que la particule se déplace dans un potentiel héliocentrique et conservé, et que toutes les particules initialement de même énergie perdent chacune la même quantité d'énergie pour parvenir à l'observateur. Ces deux approximations ne se justifient qu'à hautes énergies, quand les pertes sont faibles devant l'énergie initiale, soit $\Phi \ll \frac{T}{2}$, ce qui correspond à des énergies de plus de quelques centaines de MeV (Fulks, 1975).

Le grand succès de l'approximation du potentiel est d'expliquer avec simplicité la modulation solaire des particules, et son importance relative qui décroît avec la rigidité. Elle rend compte des variations spectrales des protons et des alphas, ainsi que des observations des moniteurs à neutrons terrestres. Mais elle ne peut vraiment pas nous aider à étudier la modulation des particules de rigidité inférieure à 1 GV, du fait de sa prise en compte simpliste des pertes en énergie.

Le modèle suivant garde la symétrie sphérique mais traite, de façon complète, les pertes en énergie des particules: c'est celui que nous utiliserons par la suite pour une première analyse des données.

Le modèle conventionnel

Il s'agit de résoudre numériquement l'équation "complète", en gardant les hypothèses simplificatrices de symétrie et d'équilibre statique, ce qui nous amène au modèle dit "conventionnel" (Fisk, 1971), en utilisant un algorithme écrit à Saclay par P. Ferrando en 1989.

Les paramètres sont fixés au plus près des données actuelles: la distance de la frontière héliosphérique r_b à 100 UA, le vent solaire à 400 km/s. Tous deux n'ont d'ailleurs qu'une influence réduite sur la solution.

Le paramètre le plus décisif et le plus incertain reste le coefficient de diffusion. Il s'agit de le considérer comme une fonction de la rigidité et de la distance, et même comme une fonction séparable de ces deux variables. Seule sa dépendance par rapport à la rigidité est ici considérée: $K(r,R)= K(R)= \beta K_0 K'(R)$. Nous avons vu, lors de l'étude des joviens (§II.3), que cette dépendance est sujette à de nombreux débats pour réconcilier observations et théories (Bieber et al., 1994). Nous verrons bientôt en quoi les électrons galactiques ont leur mot à dire là-dessus.

Avec le formalisme du "potentiel", K_0 est déterminé en fonction du temps. Nous obtenons:
$K_0 = \frac{1}{3}(rb-r0)\frac{V\ R}{\phi\ K'(R)}$.

Si l'on garde la même fonction K'(R) au cours du cycle solaire, la forme du coefficient de diffusion reste la même et seul varie le facteur de normalisation.

Une autre façon d'interpréter ϕ est de considérer la distance L parcourue par la particule en nombre N(r,R) de libres parcours moyens:

$$N(r, R)= \int_{r0}^{rb} \frac{dr}{\lambda(r,R)} = \frac{v}{3}\int_{r0}^{rb} \frac{dr}{K(r,R)} \quad \text{et} \quad N(r,R) = \frac{v}{V}\frac{\phi}{K'}$$

Autrement dit, $\frac{K'}{\phi}$ est le paramètre qui contrôle la modulation puisqu'il est lié au nombre de libres parcours moyens que doit franchir la particule. Plus le potentiel est grand, plus la modulation est importante... et la distribution de ces libres parcours moyens n'a que peu d'importance dans ce odèle 1-D puisque seul le nombre total compte. En conséquence, nous ne chercherons pas à raffiner la dépendance radiale du coefficient de diffusion.

Limites du modèle conventionnel

Les limitations du modèle viennent essentiellement de sa mauvaise prise en compte des variations temporelles et spatiales du champ magnétique et du vent solaire. En bref il souffre d'être de symétrie sphérique et surtout stationnaire.

Insistons sur le fait que ce modèle ne fait pas de distinction entre des particules de charge opposée si elles ont même vitesse et même rigidité. Par exemple, il ne marque pas la différence entre négatons et positons. Il prévoit une disparité de modulation entre électrons et protons uniquement due à un effet de vitesse (Moraal and Potgieter, 1982). La polarité du champ magnétique n'y jouant aucun rôle, le profil de flux de cosmiques modélisé ne dépend pas de la parité du cycle.

III.2.3 L'originalité des électrons

Avant tout débat sur les modèles, relevons l'originalité et l'importance des électrons. D'une part, leur spectre donne une information plus complète que celui des protons sur la dépendance en rigidité des coefficients de diffusion. D'autre part, les différences de comportement observées entre électrons et protons ont été un aiguillon pour les théoriciens de la modulation. Développons ces deux points.

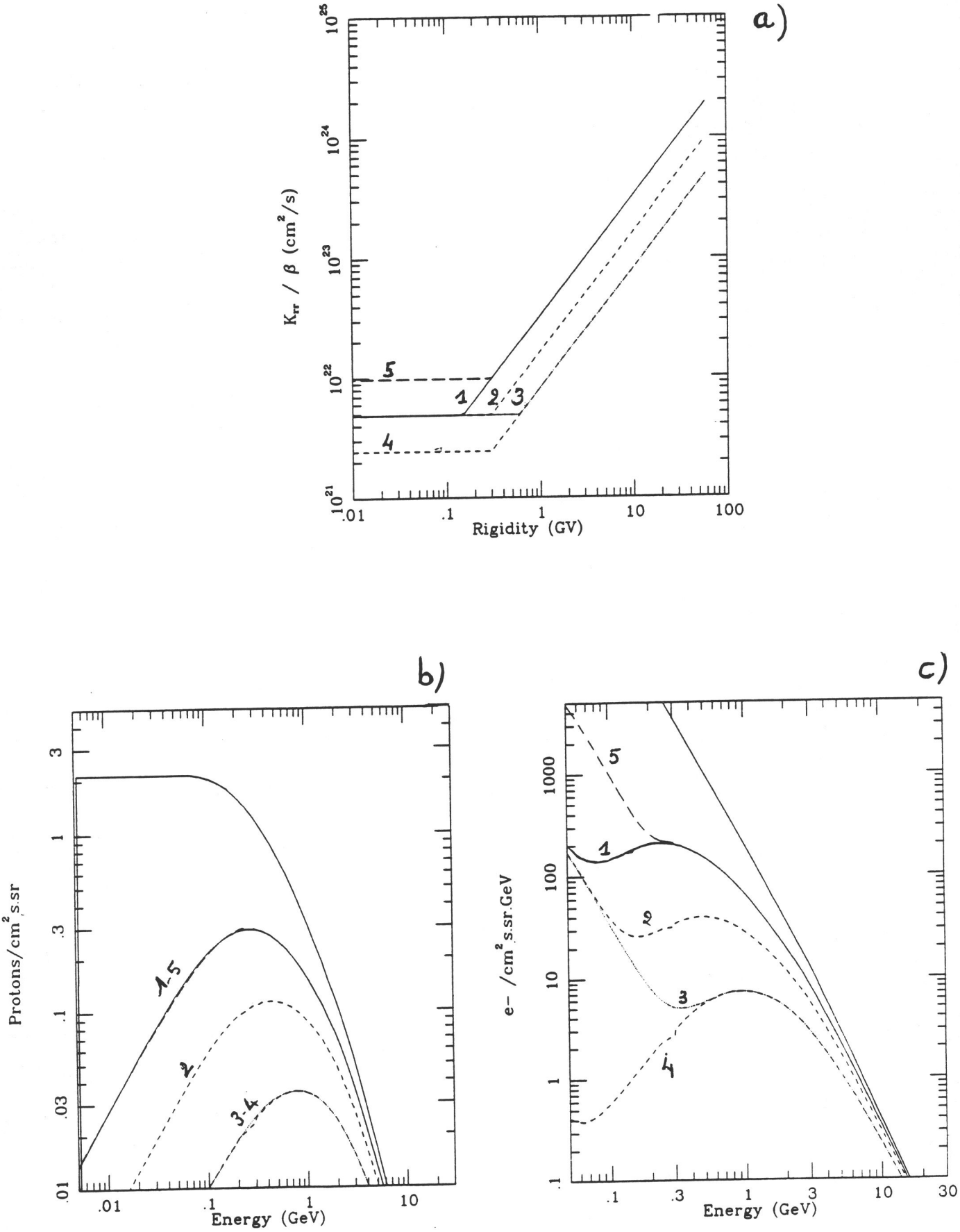


Fig. III.2.A: *Spectres électrons et protons pour différents choix de coefficients de diffusion K(rigidité). Les spectres sont modulés avec le modèle conventionnel à partir de cinq choix de coefficients de diffusion (a), pour les protons (b) et les électrons (c).*

Spectres et coefficients de diffusion

Le spectre des électrons à basses énergies reflète quasi-directement la valeur du coefficient de diffusion à cette même énergie, alors que le spectre des protons y est indifférent car il est entièrement déterminé par les plus hautes énergies. La Fig III.2.A illustre l'effet sur les spectres (électrons et protons) de différents choix de coefficients de diffusion.

Autrement dit, les électrons et protons de même rigidité qui arrivent à l'observateur n'avaient pas à l'origine même rigidité (Fig. III.2.B). Cette différence est due à la disparité des vitesses entre protons et électrons de même rigidité: la décélération adiabatique décime les rangs des protons de basses énergies et ils n'atteignent pas l'observateur dans l'héliosphère interne. Seuls parviennent à ce dernier des protons jadis très énergétiques et maintenant fort décélérés. Cet effet est donc une différenciation entre particules relativistes et non-relativistes et entraîne des variations entre le rapport électrons/ protons de même rigidité en fonction du temps sans nécessiter de théories complexes.

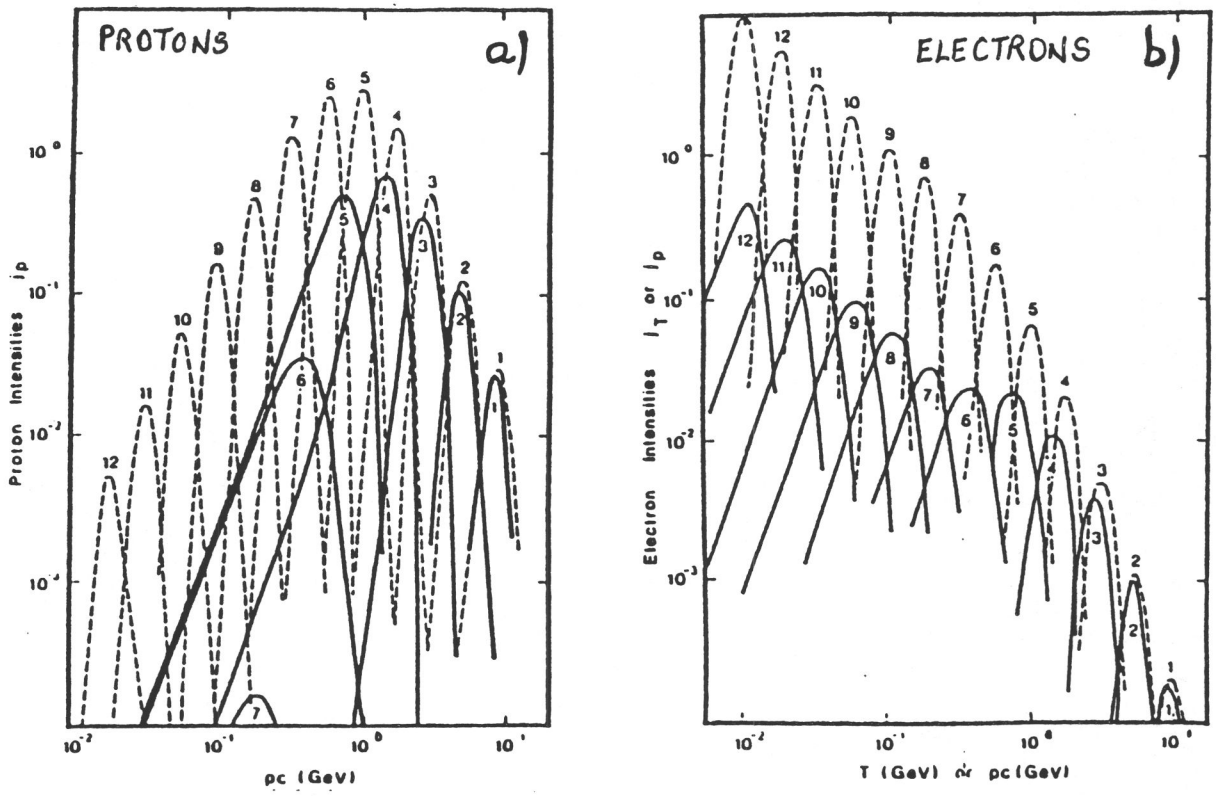
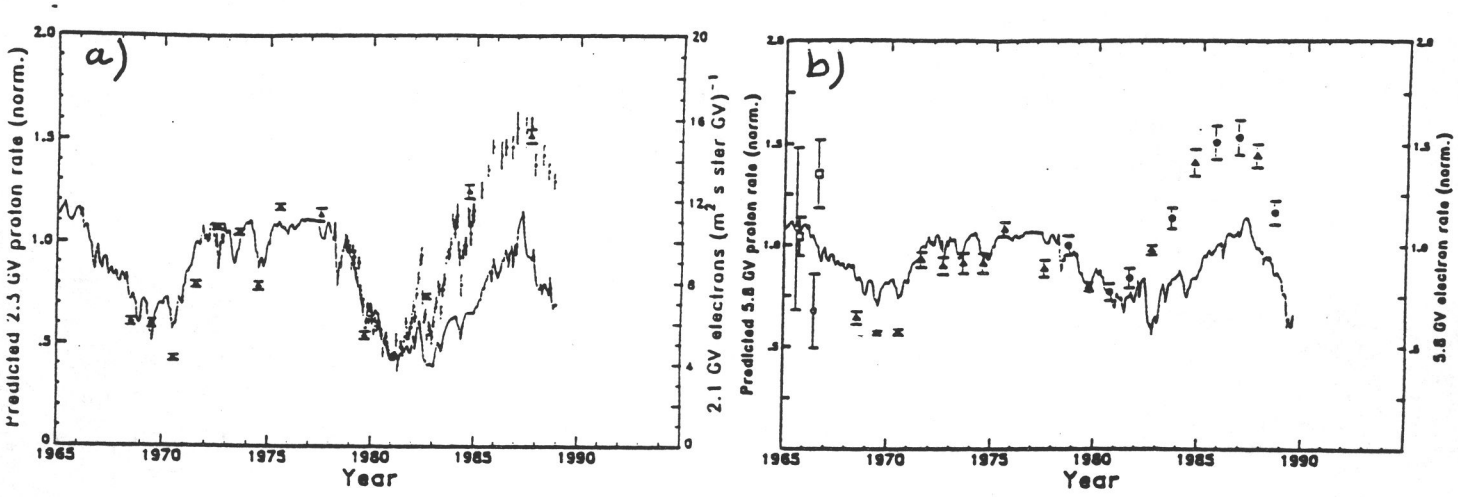


Fig. III.2.B: *Modulation de populations monoénergétiques d'électrons et de protons. Les spectres de populations quasi-énergétiques de protons (**a**) et d'électrons (**b**) (en tirets) donnent lieu aux spectres modulés, au voisinage de la Terre (en traits pleins), d'après Potgieter (1984).*

Nécessité d'un modèle à effet de charge

Une asymétrie de comportements entre électrons et protons relativistes, et/ou une asymétrie entre des cycles solaires de polarités opposées, ne peuvent être expliquées par un modèle simple pour lequel la polarité du champ magnétique est indifférente...

A la suite des observations conduites par le groupe de l'université de Chicago et du Bartol Institute (Garcia-Munoz et al., 1986, Evenson et al., 1981; Tuska et al., 1991), il a été observé que les électrons ont un comportement différent de celui des hadrons.C'est ce que montre le rapport des flux d'électrons et d'hélium à rigidité comparable, de 0.8 à 6 GV (Tuska, 1990).



LEE (filled triangle) and ICE (open square) ~2 GV fluxes superposed on ~2 GV proton rates (solid trace). Protons before 1978 are "predicted" as discussed in the text, while those after 1978 are as determined by ICE. Scales have been chosen so the electron and proton levels agree at the start of the ICE data in 1978.

"Predicted 5.8 GV protons" (solid trace) and 5.8 GeV electrons as follows: open squares, Bleeker et al. 1968; open circles, Fanselow et al. 1969; filled triangles, LEE; filled circles, ICE.

***Fig. III.2.C:** L'originalité des électrons*
*Comparaison entre les flux des électrons et des protons de même rigidité: **a)** à 2.2 GV; **b)** à 5.8 GV (Tuska, 1990).*

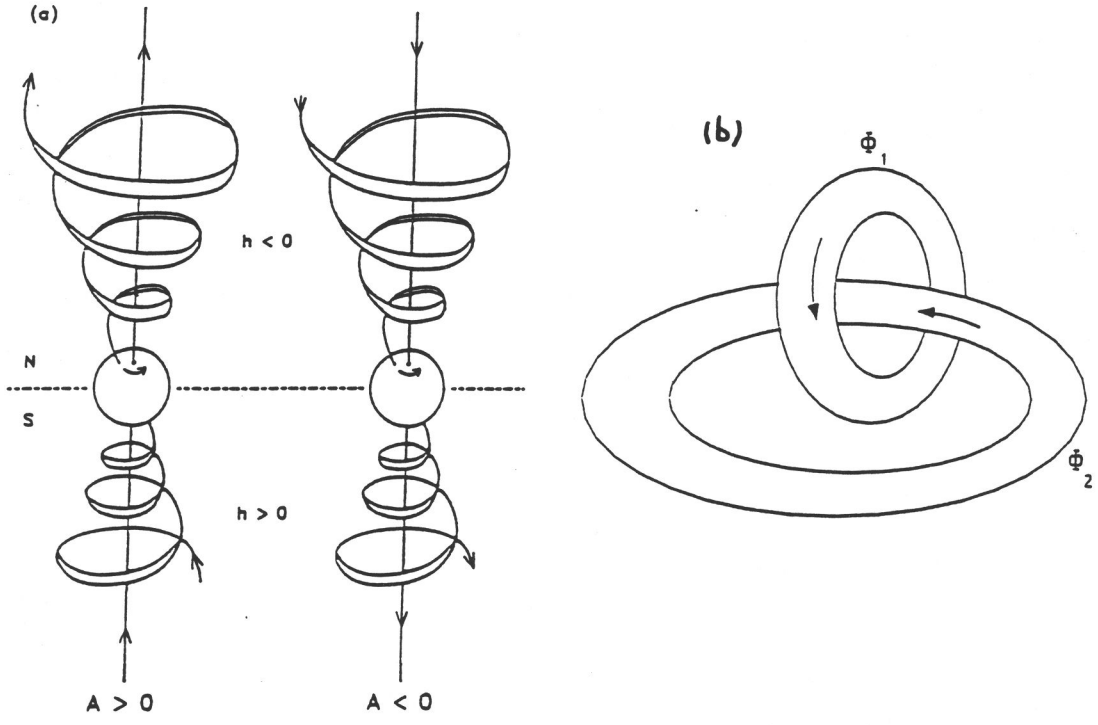


***Fig. III.2.D:** Principe des effets d'hélicité*
***a)** Le signe de l'hélicité peut être brièvement décrite comme positive pour une ligne de champ (ou une particule) qui spirale "comme un tire-bouchon" (Fig III.2.D; Tuska, 1990). L'hélicité du champ interplanétaire dépend de l'hémisphère, et non du cycle solaire. **b)** Le modèle prédit que turbulence du champ et propagation des particules sont liées, car l'hélicité de la particule (le taraudage de l'écrou) doit être compatible avec l'hélicité du champ (le pas de vis) (Tuska, 1990).*

Lors du cycle 20, ce sont les électrons qui ont atteint leur maximum de flux avant les hadrons, pendant le cycle suivant, la situation s'est inversée. Plus étonnant encore, les électrons n'ont pas récupéré le même niveau de flux (Fig. III.2.C), alors que les hadrons retrouvent toujours le même niveau maximum de flux, à 10% près, au cours des minimas d'activité solaire des différents cycles déjà observés (Ahluwalia, 1994).

III.2.4 Vers des modèles plus complexes

Ce modèle conventionel, attrayant par sa simplicité, se trouve donc bien en peine d'expliquer d'autres observations, outre l'originalité des électrons de quelques GV. Ces observations sont essentiellement liées à des différences entre cycles de différentes polarités: celle du renversement du gradient latitudinal, ou encore de la forme des maxima successifs de flux tels qu'ils sont observés par les moniteurs à neutrons (Fig. III.1.E).

De là, l'introduction de subtilités, ou plus exactement d'effets secondaires dans les modèles de modulation.

Hélicité

"L'hélicité" des turbulences du champ magnétique interplanétaire a été invoquée comme un facteur important de la modulation (Bieber et al., 1987b; Bieber et Burger, 1990). Pour qu'il y ait résonance entre une particule et le champ magnétique turbulent, deux contraintes doivent être satisfaites (Bieber et al., 1987b): a) la longueur d'onde de la turbulence qui fait diffuser doit correspondre à la longueur d'onde résonante de la particule, ie son parcours le temps d'une giration; b) l'hélice décrite par la particule doit avoir un sens correspondant à la polarisation du champ turbulent. Cette dernière est décrite par l'hélicité du champ σ.

Qu'elle est l'hélicité du champ? L'hélicité du champ interplanétaire, indépendante de l'hémisphère, correspond à celle de la spirale de Parker (Fig. III.2.D-a), pour de grandes longueurs d'onde; elle changerait de signe à grandes échelles. L'échelle de distance où l'hélicité s'inverserait correspondrait à une rigidité de particules de l'ordre du GV (Bieber et al., 1987a).

L'hélicité des particules dépend de leur signe. Ceci cause des effets de modulation différents pour des particules de charges différentes. Selon Bieber et Burger (1990), les effets d'hélicité induisent une différence de plus de 30% entre les coefficients de diffusion parallèles (au champ) de particules de charges opposées. Le coefficient de diffusion parallèle de particules de charge e s'écrit dans un champ magnétique B0 à l'ordre 0 (Hasselman et Wibberenz, 1968; Bieber et al., 1987b):

$$K_{//}(\sigma) = \frac{K_{//}(\sigma=0)}{3(1-\sigma^2)} \{1 - \frac{\sigma \, \text{signe}(eB_0)}{(1-\sigma^2)} \Delta K(\lambda, q)\}$$

Après les observations d'Ulysse, une étude des turbulences se doit d'éclaicir le fondement expérimental de cette théorie développée jusque-là à partir des observations au voisinage de la Terre. Nous ne présenterons pas davantage ici les modèles d'hélicité qui souffrent pour l'instant d'un manque de prédictions quantitatives...

Effets de dérive

Nous avons constaté l'importance des dérives dans les anisotropies magnétosphériques (§I.3). Nous les retrouvons ici avec une géométrie différente: la dérive des particules chargées positivement est dirigée vers l'équateur au cours d'un cycle (impair), et vers les pôles le cycle suivant. D'où, au voisinage de l'orbite terrestre, une alternance de maxima de flux hadroniques de cosmiques en forme de "table" et de "chapeau chinois" (Kota et Jokipii, 1983). C'est la première des prédictions, et le premier succès, des modèles avec dérive (Fig III.2.E).

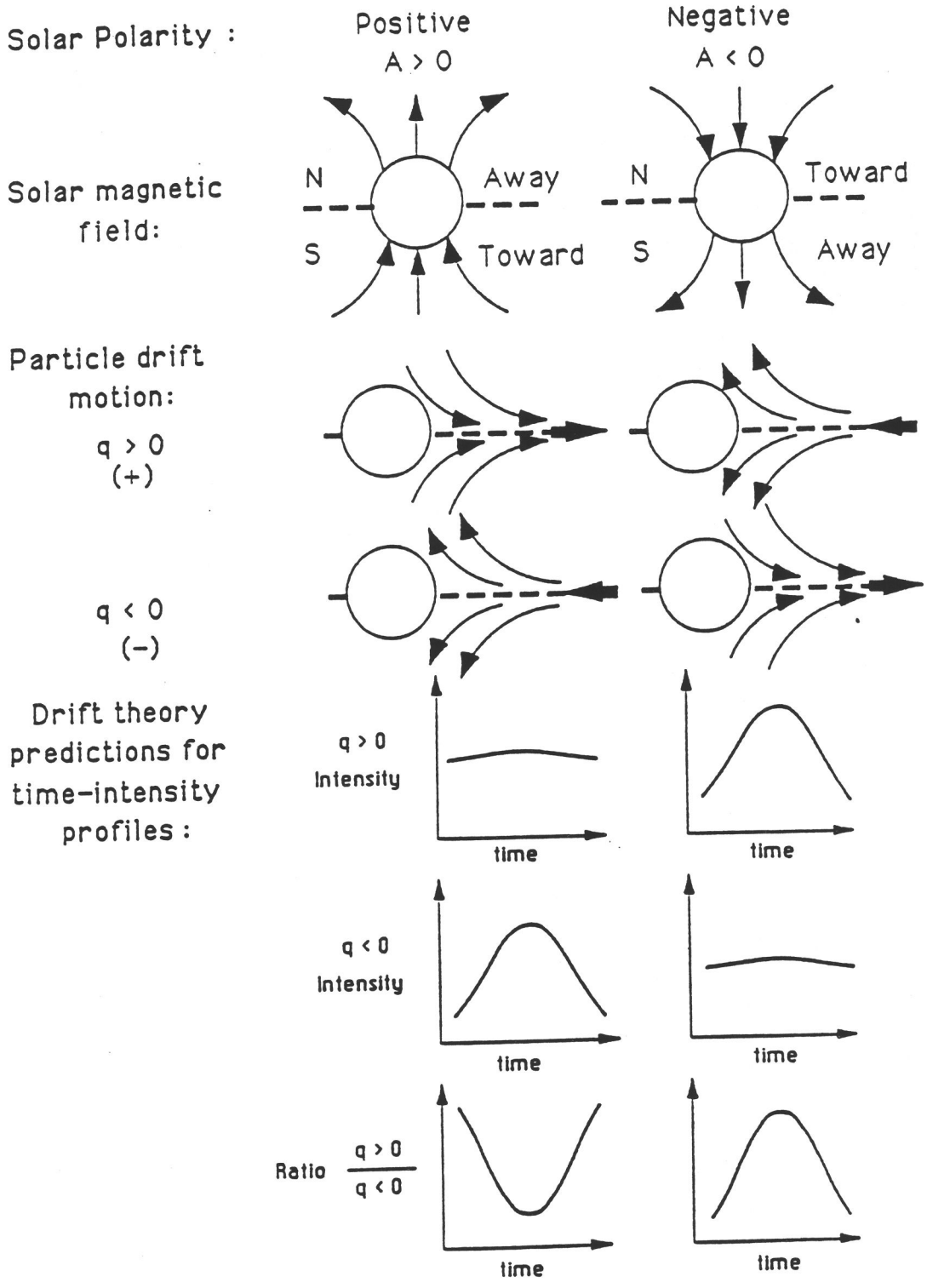


Fig. III.2.E: *Principe de la dérive des électrons et protons dans l'héliosphère (Tuska, 1990) Des particules de signes de charge opposés subissent des effets de dérive en sens opposés, s'inversant en même temps que la polarité du champ. Ceci est une première approximation mais la variation de flux attribuée à celle de latitudes est difficile à estimer car elle nécessite une bonne prise en compte du champ et de ses turbulences.*

Formellement, il s'agit de manier un coefficient de diffusion non diagonal $K_{T\neq} 0$ (Jokipii et al., 1977; Kota & Jokipii, 1983, Potgieter & Moraal, 1985).

Cet effet conduit à des gradients radiaux et latitudinaux qui varient suivant le cycle. La détermination des gradients de latitude, à partir des observations des sondes Pioneers et Voyagers confirme la prédiction.

Les effets de dérive entraînent aussi des différences entre particules chargées positivement et négativement, par exemple entre électrons et protons. Si les uns dérivent vers les pôles, les autres dérivent vers l'équateur (Moraal & Potgieter, 1985; Potgieter & Burger, 1990). Electrons et protons de même rigidité devraient suivre des évolutions identiques, mais décalées de 11 ans (Kota et Jokipii, 1983). Cela ne correspondait pas exactement aux observations (Garcia-Munoz et al., 1991; Tuska, 1991).

Prédictions des modèles de dérive et observations des sondes lointaines (dont Ulysse) et des moniteurs à neutrons sont comparées et consignées en Table III.2.F, adaptée de McKibben (1986) et largement remise à jour.

OBSERVABLE	PREDICTION	OBSERVATION
Profils en temps des flux de protons	minima longs qA>0 minima courts qA<0 K&J, 83	OUI G-M et al., 86, 91
Profils en temps des flux d'électrons	décalés de 11 ans par rapport aux protons K&J, 83; P&B, 90	NON E et al., 95; R et al., 95 G-M et al., 91
Gradients radiaux des hadrons	plus grands si qA<0 J&K, 89	NON Ch&Bi, 93 H. et al., 93; McK. et al., 95a
Gradients latitudinaux des hadrons	changent de signe avec qA Positif qA>0 Negatif qA<0 H. et al., 94 J&K, 95	OUI? E: 10-60 MeV/n McD et al., 92; McK., 89 C. et al., 87 E: 1-15 GV Bi&Ch, 91; H. et al., 95
Corrélation avec l'inclinaison de la jupe de ballerine	Forte si qA<0 Faible si qA>0 L&P, 92	NON S. et al., 95

Table III.2.F: *Prédictions d'un modèle "standard" de dérive et observations*

Abréviations: K=Kota; J=Jokipii; G-M=Garcia-Munoz; P=Potgieter; B=Burger; Bi=Bieber; C= Cummings; Ch=Chen; McD= McDonald; McK=McKibben; H=Heber; L=LeRoux; S=Simpson; E=Evenson; R=Rastoin.

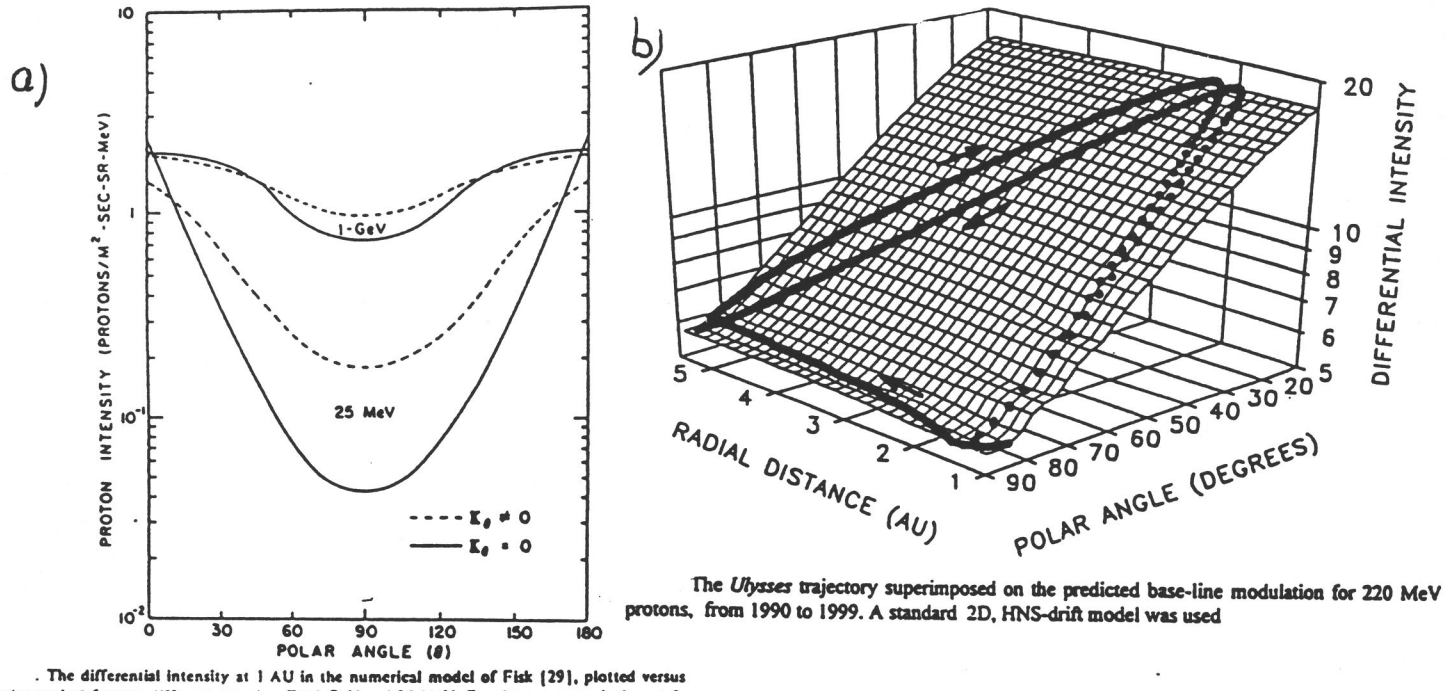
Jupe de ballerine

L'inclinaison de la couche neutre par rapport à l'axe de rotation influe aussi sur la localisation effective de l'observateur par rapport à elle, donc de la modulation qu'il voit (Jokipii & Thomas, 1981). Dans la région balayée par la jupe de ballerine, les effets de dérive sont moins importants. Plus la jupe est ondulée (a ≥35°), moins les effets de dérive sont importants (Potgieter, 1993a). Cet effet a été incorporé aux derniers modèles 2-D avec dérive et jupe de ballerine. Ceux-ci prédisent que l'effet de la jupe de ballerine est, pour les électrons, négligeable pour A<0, et visible pour A>0 (Kota &Jokipii, 1983; Potgieter &Burger, 1990).

Ulysse et les chocs?

Les hadrons de KET montrent des gradients radiaux "normaux", de même amplitude qu'au cycle précédent, ce qui est contraire à la théorie pour ce cycle (qA>0), et des gradients de latitude positifs, comme il y a 22 ans (e.g. McKibben, 1989), et à l'opposé du cycle précédent. Les gradients latitudinaux sont visiblement bien plus faibles (§III.1.4) qu'escomptés par les modèles de dérive anciens (Fig III.2.G-a) et nouveaux (Fig III.2.G-b), ce qui peut être imputable au caractère turbulent du champ magnétique polaire.

Les chocs introduisent de la dynamique dans l'héliosphère; un point crucial et discuté (§III.1.4) est l'importance des chocs qui se propagent vers l'extérieur de l'héliosphère. Leur présence est dénoncée par les brusques décroissances d'intensité ou les plateaux des courbes, mais leur nombre, dépendant de la phase du cycle solaire, influe sur leur efficacité d'écrans à l'entrée des cosmiques. Cette efficacité dépend fortement de leur extension latitudinale (Potgieter, 1995) et leur modélisation nécessite des modèles dépendants du temps (Kota & Jokipii, 1983; LeRoux& Potgieter, 1992).



. The differential intensity at 1 AU in the numerical model of Fisk [29], plotted versus polar angle θ for two different energies: T = 1 GeV and 25 MeV. For the curves marked $\kappa_\theta \neq 0$, the effects of polar diffusion are included (at 1 AU, $\kappa_\theta = 7 \times 10^{20}$ cm^2 s^{-1} and 7.5×10^{18} cm^2 s^{-1} for T = 1 GeV and 25 MeV, respectively). With $\kappa_\theta = 0$, these effects are ignored

The *Ulysses* trajectory superimposed on the predicted base-line modulation for 220 MeV protons, from 1990 to 1999. A standard 2D, HNS-drift model was used

Fig. III.2.G: *Prédictions des effets de latitude par les modèles à effets de dérive:* ***a)*** *importants et géométrie 1-D (Fisk, 1979) et* ***b)*** *à dérives réduites et géométrie 2-D (Haasbroek &Potgieter, 1995)*

Réduire les effets de dérive

Potgieter (1993b) recense les différents modèles existants (au nombre de 24!), prenant ou non en considération les MIRs et les effets de dérive. Ces derniers ne sont pas aussi forts que prédits par les premiers modèles. Les observations des protons galactiques d'Ulysse ont vu des effets de latitude fort réduits (§III.1.4) par rapport au facteur 4 prédit par les derniers modèles à 220 MeV (Fig. III.2.G; Potgieter, 1993a). Comment faire évoluer la modélisation? Une prise en compte réaliste de la structure du champ magnétique est nécessaire à toute évaluation des coefficients de diffusion. Hélicité, jupe de ballerine, turbulence du champ magnétique et chocs s'allient pour réduire les effets de dérive. Les modèles tendent à intégrer ces différents éléments afin de rendre mieux compte des observations. Après cette revue courte, et non exhaustive, des modèles existants et de leurs développements nécessaires, nous pouvons situer les enjeux des électrons de KET...

III.2.5 Les défis des électrons et les ambitions de KET

Aucune théorie actuelle n'explique entièrement les observations conjointes électrons et protons lors des deux cycles solaires précédemment étudiés. Electrons et protons ont des comportements différents, et qui ne montrent même pas un déphasage de 11 ans. Rappelons que lors du cycle précédent, seuls deux instruments ont fait des mesures électrons (Evenson et al, 1991; Golden et al., 1984) et sont en désaccord...

Etablir le spectre des électrons galactiques et déterminer les évolutions temporelles et spatiales du rapport de flux d'électrons sur celui de protons à même rigidité, tels sont les buts affichés de ce travail. Il contribuera à relancer le débat sur la pénétration des particules galactiques dans l'héliosphère en fournissant des observations simultanées électrons et protons pour le troisième cycle solaire ainsi observé. De plus, la trajectoire d'Ulysse lui fait explorer toutes les latitudes solaires. Deux atouts pour tester l'importance des différents effets introduits peu à peu dans les modèles et d'essayer d'en établir la hiérarchie. Encore faut-il en avoir les moyens expérimentaux et ce sont ces derniers que nous présentons au chapitre suivant...

III.3. A LA RECHERCHE DES ELECTRONS GALACTIQUES

To strive, to seek, to find and not to yield (Tennyson, in Ulysses)

Maintenant que l'observation des électrons cosmiques nous a dévoilé tous ses enjeux, il est temps d'en mesurer toutes les difficultés, même si KET est un télescope à électrons, comme son nom l'indique, spécialement conçu pour les détecter et les différencier des protons.

III.3.1 KET et les électrons de plus du GeV

Nous nous intéressons ici aux plus hautes énergies, celles du rayonnement cosmique, bien au-dessus des domaines d'énergie jovien et solaire (§II.1). Les voies concernées sont E12, E300, et P4000 comptant les électrons dans de vastes domaines d'énergie (§ 1.5). Leur analyse en énergie est loin d'être aisée pour diverses raisons que nous allons étudier maintenant afin d'y porter remède au mieux.

Résolution en énergie

La résolution en énergie des voies électrons n'est pas excellente. En raison des contraintes drastiques de poids et de volume imposées à KET, le calorimètre C2, le détecteur Cerenkov en fluorure de plomb PbF2, a seulement 2.5 r.l. (§1.5). Des électrons incidents d'énergie entre 10 et 150 MeV y développent d'une gerbe d'électrons secondaires. Si celle-ci reste indétectée par S2, les électrons sont comptés dans la voie E12, dont l'énergie peut être résolue avec l'amplitude du signal C2 (§I.2.1). Des électrons primaires d'énergie incidente supérieure à 150 MeV donnent lieu à une gerbe qui sort du calorimètre et que S2 détecte avec une efficacité croissante avec l'énergie. Ces électrons sont alors comptés dans la voie P4000 pour les énergies 100-200 MeV, puis dans E300.

Nous ne chercherons pas à interpréter ci-dessous la voie E12 qui demande une modélisation plus poussée de sa contamination (Annexe E). Pour tirer le plus grand bénéfice possible de E300, nous analyserons les amplitudes des signaux laissés dans C2 et S2 pour reconstituer le spectre en énergie des électrons incidents.

Statistique et protons

Nous souhaitons définir des sous-voies d'électrons mieux définies en énergie: plus nombreuses et plus étroites, elles auront, hélas, une statistique bien plus médiocre encore que les voies nominales. Il faut se résigner à un compromis entre statistique et résolution, et le négocier au mieux. Un autre écueil nous guette: les électrons cosmiques sont déjà ultra-minoritaires devant les protons cosmiques, c'est dire qu'une mauvaise élimination de protons dans nos voies électrons serait catastrophique. Afin de nous assurer de cette séparation entre électrons et protons, il est nécessaire de procéder à une analyse fine des signaux C2 et S2 en faisant un abondant usage des tests en accélérateurs.

Un des atouts de KET est en effet d'avoir été soigneusement testé en accélérateurs, ce qui étalonne avec précision la réponse de KET à des électrons et des protons dans une vaste gamme d'énergie et nous donne la possibilité:

- de procéder à leur séparation par une analyse bidimensionnelle des signaux S2 et C2 et de nous assurer que les voies électrons ne contiennent que des électrons (§III.3.2);
- et de définir des sous-voies purement électrons mieux définies en énergie, et dotées de la meilleure statistique possible, avec des facteurs géométriques efficaces bien déterminés (§III.3.3).

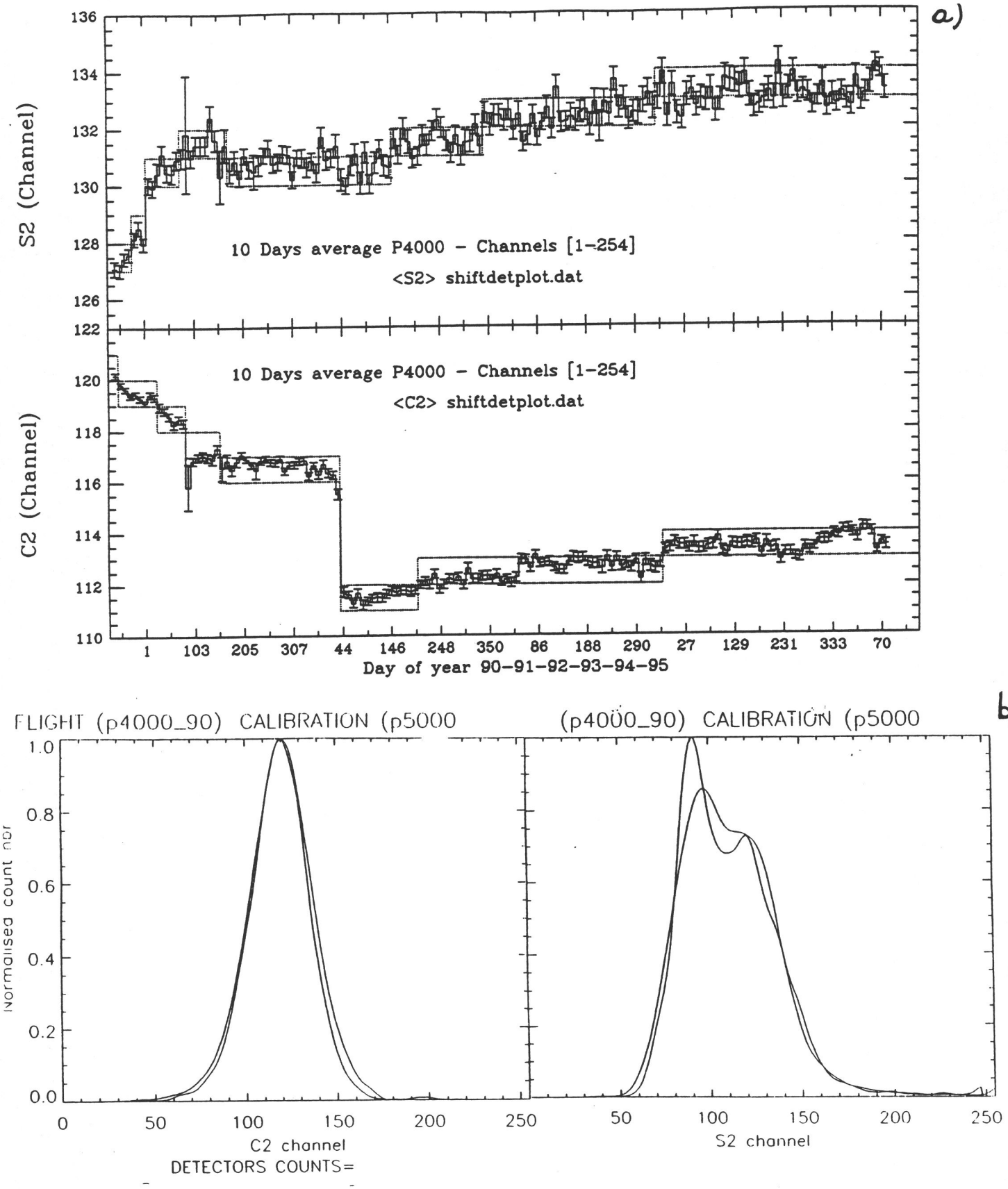


Fig. III.3.A: *Dérive en canaux des seuils des détecteurs au cours du temps et correction* ***a)*** *Evolution temporelle des valeurs moyennes des signaux C2 et S2.* ***b)*** *La superposition des spectres S2 et C2 des données de vol et des tests en accélérateurs, après correction des seuils de C2 et de S2.*

Nous serons alors en mesure de reconstruire le spectre des électrons cosmiques dans le domaine d'énergie considérée (§ III.4) et de comparer les comportements des électrons et des protons tout au long de l'odyssée (§III.5).

III.3.2 De l'intérêt des tests en accélérateurs

Pour connaître la réponse de l'instrument, il est nécessaire de largement recourir aux tests en accélérateurs qui l'ont étalonné de façon complète de 7.5 à 5000 MeV, et ceci nous plonge dans l'histoire de KET en accélérateur, chaque accélérateur et les conditions des tests n'étant pas sans importance dans le crédit à apporter à chacun des résultats (Annexe C). Les expériences plus anciennes, précédemment embarquées sur ballons, manquent généralement d'étalonnage précis et complet, ce qui rend l'analyse de leurs résultats plus difficile et plus incertaine (Annexe D).

Première analyse: dérive en canaux des détecteurs

L'étude des signaux de C2 et S2 requiert des corrections fines des variations de gain de C2 et S2 en cours de vol....

Cette analyse a été menée avec les tests utilisant un faisceau parallèle de protons de 5 GeV (Annexe C). En comparant les spectres obtenus en accélérateurs et en vol, tout au long de l'odyssée, on obtient la dérive en canaux des détecteurs C2 et S2 par la voie des protons d'énergie E>2200 MeV (P4000). Elle nous intéresse en premier lieu pour corriger judicieusement les efficacités des détecteurs C2 et S2, et par là même, les comptages des électrons de hautes énergies. Cela déplace, en effet, la "frontière" en canaux entre P4000 et E300. Cette correction a ensuite été introduite directement dans le traitement des données (Fig. III.3.A).

Pas de protons dans les voies électrons

La première nécessité est de réduire au maximum, sinon d'éliminer, la contamination éventuelle de protons de hautes énergies dans nos voies électrons. Dans ce but, le premier pas a été de dépouiller les résultats des tests en accélérateur effectués avec des faisceaux protons de 5 GeV, sous différents angles d'incidence afin de localiser leur distribution en canaux dans C2 et S2 et de définir judicieusement les nouvelles voies électrons pour s'en affranchir.

La Fig. III.1.C présente les traces laissées par les faisceaux protons sous différents angles d'incidence. La grande majorité des protons, quelque soit leur incidence, se retrouvent dans le pic étalé autour de (120, 110) en (C2, S2).

Cependant, la géométrie très spéciale de KET entraîne une seconde trace due à une partie des protons sous un angle d'incidence de (+15°, +20°). Rappelons cette particularité de KET: un trou a été pratiqué dans S2 afin que le photomultilicateur PM2 voit la lumière Cerenkov de C2. Mais cela occasionne une perte d'efficacité de S2. Pour y pallier, une excroissance de S2 longeant le PM2 a été introduite; elle est décrite comme la visière de la casquette de S2. (Fig. III.3.C). Sous une certaine incidence de (+15°, +20°) modulo 180°, les protons peuvent donc heurter directement le verre de la photocathode du PM2, occasionnant un fort signal dans C2, tout en étant vus grâce à la "visière" de S2. Celle-ci n'a pas néanmoins une efficacité aussi grande que le reste de S2, et ces protons ne provoqueront pas de grands signaux S2. Dans la distribution en canaux de C2-S2, nous voyons le pic correspondant en (210, 100).

Quant aux électrons, ils se distinguent par de plus grands signaux et dans S2, et dans C2. La Figure III.3.B montre la trace d'électrons d'énergie de 0.5 à 1 GeV, qui se différencient des protons. Au vu de la distribution C2-S2, nous constatons à quel point la séparation en E300 et P4000, faite uniquement par l'établissement d'un seuil C2 à 168, n'est pas assez fine. Malgré la mauvaise résolution en énergie, les pics de distribution des électrons d'énergies différentes peuvent être

séparés. Les deux signaux C2 et S2 augmentent avec l'énergie. C'est ce que montre la Fig. III.3.D pour des électrons de 500 MeV et 1 GeV. En utilisant au mieux la mine d'informations que représente cette mémoire des tests, il est possible de définir de nouvelles voies électrons plus étroites en énergies, et conservant une statistique correcte.

Par une sélection des canaux de C2 et S2, la contamination des protons est réduite, sinon évitée. Sur 100 protons incidents sous un angle d'incidence de (15°;20°), 0.25% sont au plus comptés dans une sous-voie. Ceci donne accès à une mesure de la contamination, une fois introduit le rapport de cette géométrie particulière à la géométrie totale (1.6%). La contamination due aux protons inclinés reste limitée à quelques pourcents du taux de comptage des sous-voies. Quant aux protons incidents sous tous les autres angles d'incidence comptés dans les voies électrons (queue de distribution Landau et produits d'interactions nucléaires), leur proportion reste inférieure à 4. 10^{-4} de tous les protons, soit 18% du comptage moyen des sous-voies. Cette estimation est une borne supérieure en raison du bruit en accélérateur. Celui-ci se manifeste comme un large nuage de points éparpillés dans toute la matrice C2-S2, nuage qui n'est pas présent dans les données de vol.

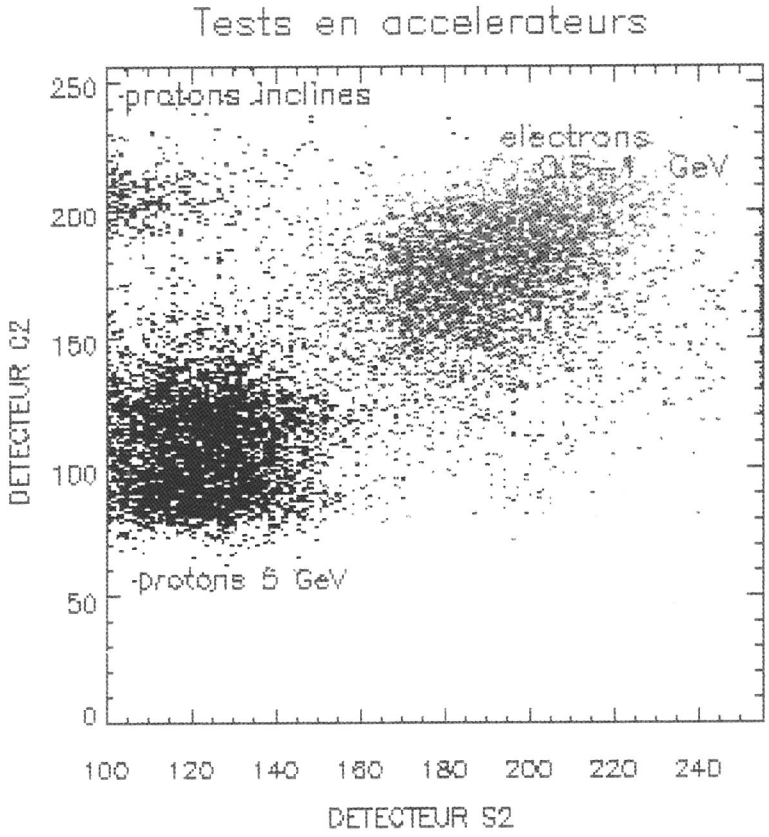


Fig. III.3.B: *Analyse bidimensionnelle des signaux S2 et C2 laissés par les électrons et protons de P4000 et E300.*

Les électrons de différentes énergies (E=0.5-1 GeV en vert-orange) et les protons de 5 GeV sous divers angles d'incidence (0;+180° en vert foncé; 15°-22° en bleu).

Une sous-voie électrons étant définie en terme de "boîte" dans cette distribution bidimensionnelle des amplitudes de canaux C2-S2, il est nécessaire de connaître son efficacité relative, c'est-à-dire comparée à l'efficacité de la voie E300. Les tests en accélérateurs s'avèrent encore indispensables...

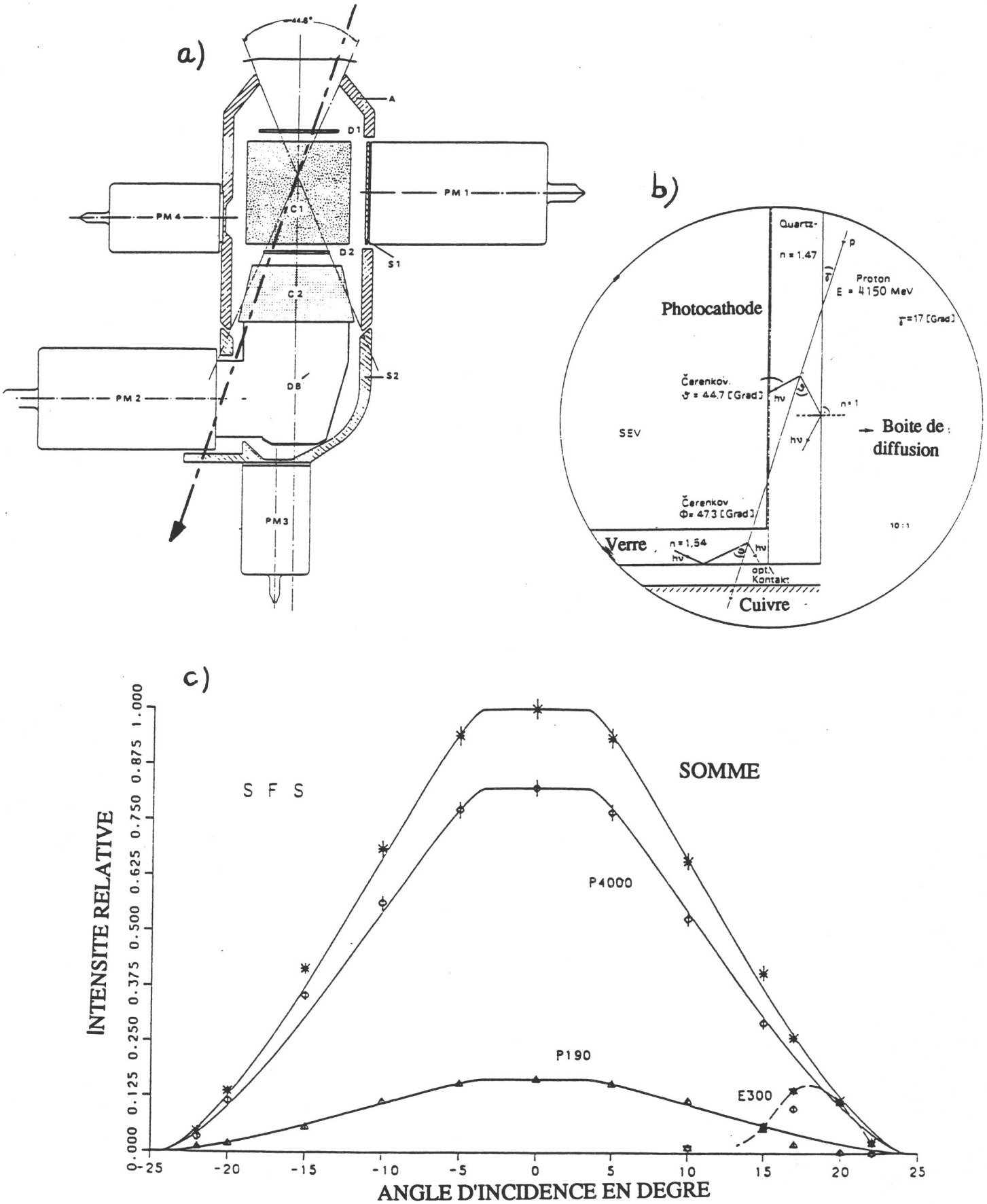


***Fig. III.3.C**: La géométrie des protons "inclinés": Les protons incidents sous les angles de 17° +/- 2° (**a**) heurtent le verre de la photocathode du PM2 (**b**) et y laissent un signal Cerenkov avant de traverser la "casquette", ie l'excroissance du scintillateur S2 le long du PM2. **c**) E300 a donc une certaine efficacité aux protons dits "inclinés", ce qui fut testé en accélérateur pour des énergies de 4-5 GeV et modélisé par Monte Carlo (Sierks, 1988).*

sous-voies E300	Définition en canaux		Taux de comptage en 10^{-4} c/s		FWHM Energies	Rigidité moyenne 1991-1994
	C2	S2	Période A	Période D	GeV	GV
E300-1	176 - 205	146 - 175	1.36+/-.047	3.22+/-.079	0.2-1.3	0.8-0.9
E300-2	166 - 205	176 - 185	.790+/-.04	1.97 - 078	0.3-1.8	1.2-1.1
E300-3	176 - 215	186 - 205	1.76+/-.053	4.55 - 086	0.5-3.8	1.8-1.5
E300-4	196 - 235	196 - 215	1.70 - 052	3.84 - 073	0.9-4.6	2.3-1.9
E300-5	216 - 255	216 - 255	2.09 - 058	3.44 - 069	3.3-	6.4-5.8
E300-A	E300-1 +	E300-2	2.14+/-.079	5.16+/-.096	0.25-1.5	1.0-0.9
E300-B	196 - 235	196 - 225	2.59+/-.064	5.52+/-.087	0.9-4.6	2.6-2.2
E300-C	216 - 235	196 - 225	1.14+/-.042	2.36+/-.058	1.3-14.1	3.0-2.6
E300-D	206 - 255	226 - 255	1.70+/-.052	2.58+/-.060	3.4-	7.0-6.4

***Table III.3.F:** Définition des nouvelles voies*

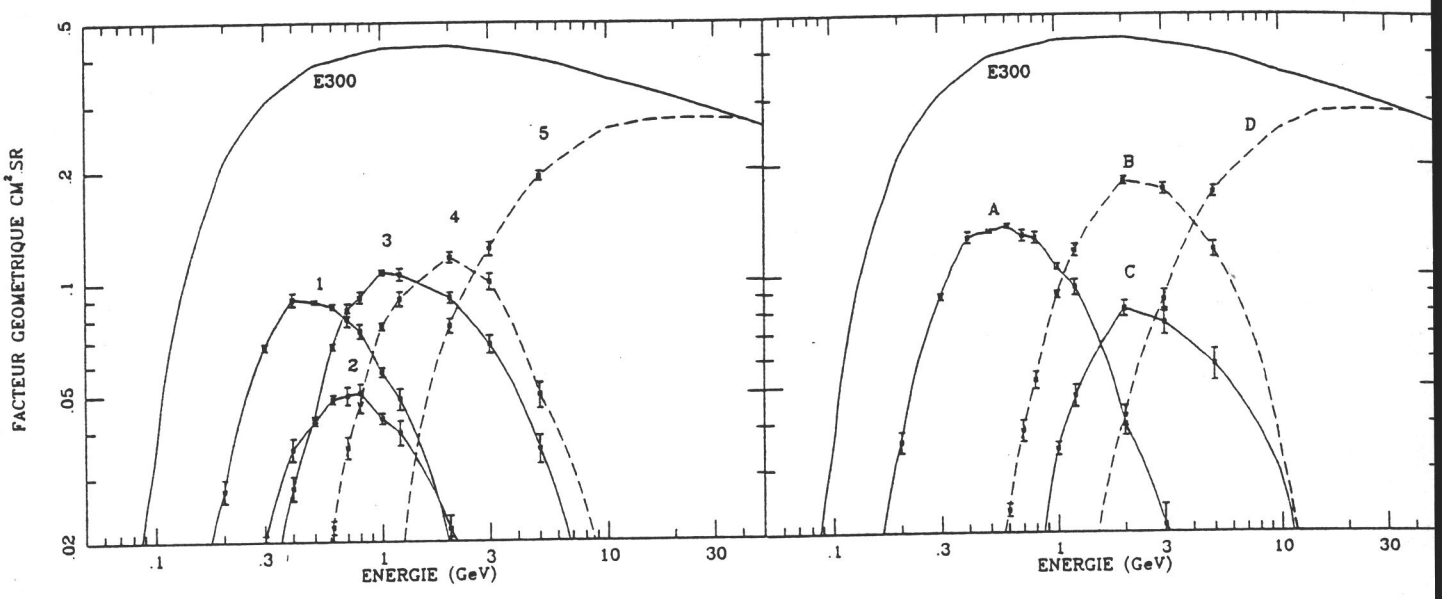


***Fig. III.3.G:** Efficacités des nouvelles voies électrons. Les courbes sont les fonctions analytiques utilisées pour la programmation. Les points avec leurs barres d'erreurs sont les résultats des tests en accélérateurs (efficacité relative des sous-voies dans E300) convolués avec l'efficacité totale de E300 calculée par simulation Monte Carlo (courbe supérieure).*

Facteur géométrique d'une sous-voie de E300

Le domaine en énergie auquel les tests nous donnent accès s'étend de quelques MeV à 5 GeV (Annexe C). Pour une énergie donnée de faisceau incident parallèle, nous avons normalisé les résultats à 100 électrons détectés dans E300 et calculé l'efficacité relative de la boite (en %).

Pour définir le facteur géométrique efficace (isotrope), nous devons formuler une hypothèse: l'efficacité relative de la sous-voie ne change pas que le flux soit isotrope ou directionnel. Seule varie l'efficacité absolue de la voie et nous la déterminons pour un flux isotrope grâce à une simulation Monte Carlo (Sierks, 1988). Cette simulation sera, bien sûr, vérifiée d'après ses résultats pour un faisceau parallèle; nous devrons la croire "aveuglèment" pour un flux isotrope. Si la sous-voie compte des électrons de plus de 5 GeV, l'extrapolation s'impose. Cette sous-voie est alors choisie de façon à être intégrale: tous les électrons de très haute énergie (disons de plus de 40 GeV) y sont comptés, et l'efficacité de la sous-voie a alors égalé l'efficacité totale de E300. Il ne reste plus qu'à interpoler entre 5 et 40 GeV. Etant donné la forme du spectre galactique, cette hypothèse n'a que peu d'influence sur les résultats. Elle va être testée et introduite dans les barres d'erreur des résultats sur le spectre, comme nous allons le voir plus loin.

Voilà la méthode résumée, en voici l'application...

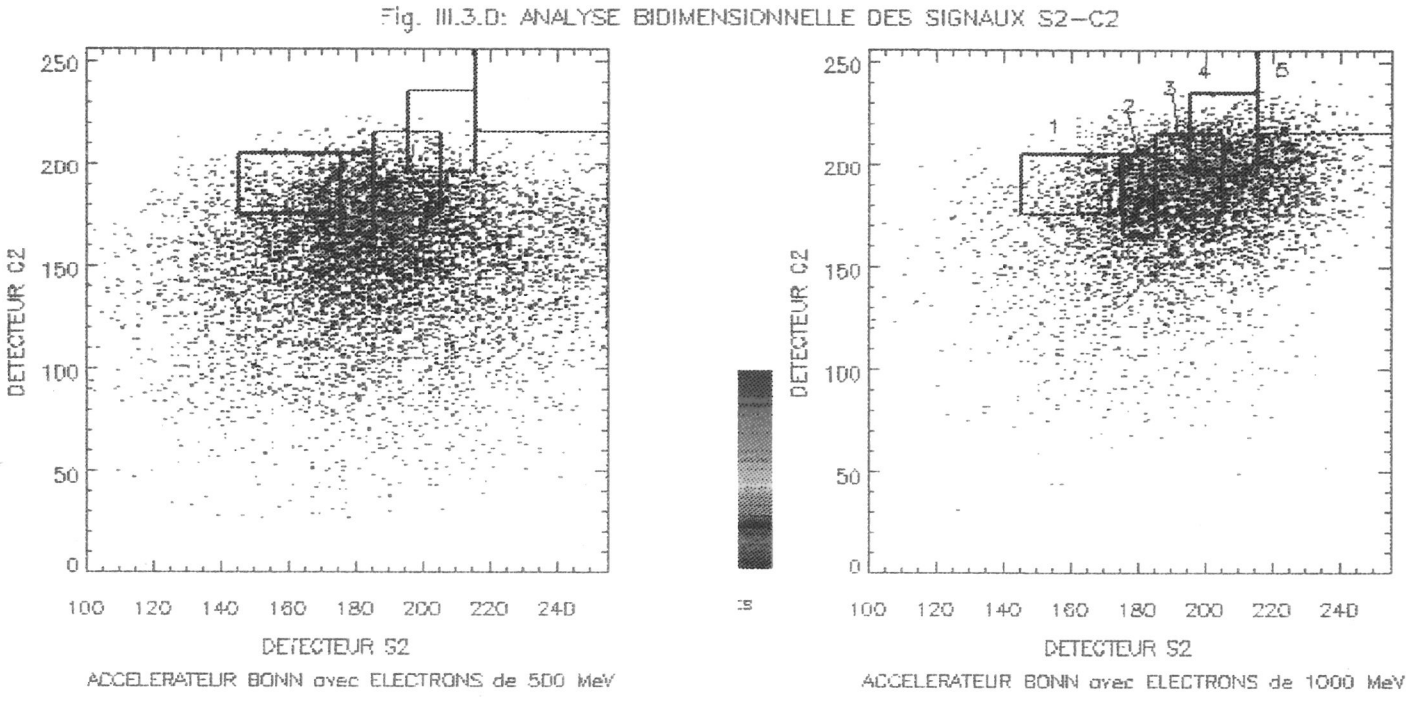


Fig. III.3.D: *Analyse bidimensionnelle des signaux S2 et C2: les électrons de différentes énergies* ***(a)*** *500 MeV;* ***b)*** *1 GeV) sont séparables.*

III.3.3 Les nouvelles voies électrons

Nous ne présenterons ici que deux jeux de sous-voies afin de clarifier l'exposé. Ils sont le fruit d'un long processus itératif. Ces deux jeux correspondent aux objectifs que nous nous sommes fixés dans l'étude des électrons cosmiques. Le premier ensemble de voies est destiné à la détermination du spectre d'électrons galactiques. Le second est voué à la comparaison avec les voies hadrons de même rigidité.

La Table III.3.F recense les nouvelles voies électrons avec leur définition en canaux C2-S2 et leurs caractéristiques. Leurs gammes d'énergie "FWHM" ont été calculées à mi-hauteur de facteur géométrique efficace. Leur rigidité moyenne a été évaluée en utilisant un spectre modulé (avec le modèle conventionnel) à partir du spectre interstellaire de Strong et al. (1994). Les spectres électrons de KET le long de l'odyssée (§III.4) ont permis d'estimer la variation de la rigidité moyenne en fonction du temps (et de la trajectoire).

Les voies A-D ont pour finalité, en comparant leur évolution à celle des protons, de mener l'enquête sur l'éventuelle influence de la charge sur la modulation solaire (§ III.5). Elles ont donc des rigidités moyennes d'environ 0.9, 2.5, 3, et 7 GV, comme l'indique la table III.3.F. Dans cette perspective, la séparation en efficacité des voies n'est pas primordiale. Ce que nous voulons, c'est la meilleure définition possible en rigidité moyenne, avec des variations de rigidité (puisque les spectres modulés varient) qui suivent au mieux celles des voies hadrons correspondantes.

La Fig III.3.G montre les points de calibrations (multipliés par le facteur géométrique efficace de E300) ainsi que les courbes d'efficacité que nous en avons déduites.

Les voies électrons E300:1-5 vont, elles, servir à construire le spectre des galactiques, suivant la méthode que nous allons expliciter ci-après.

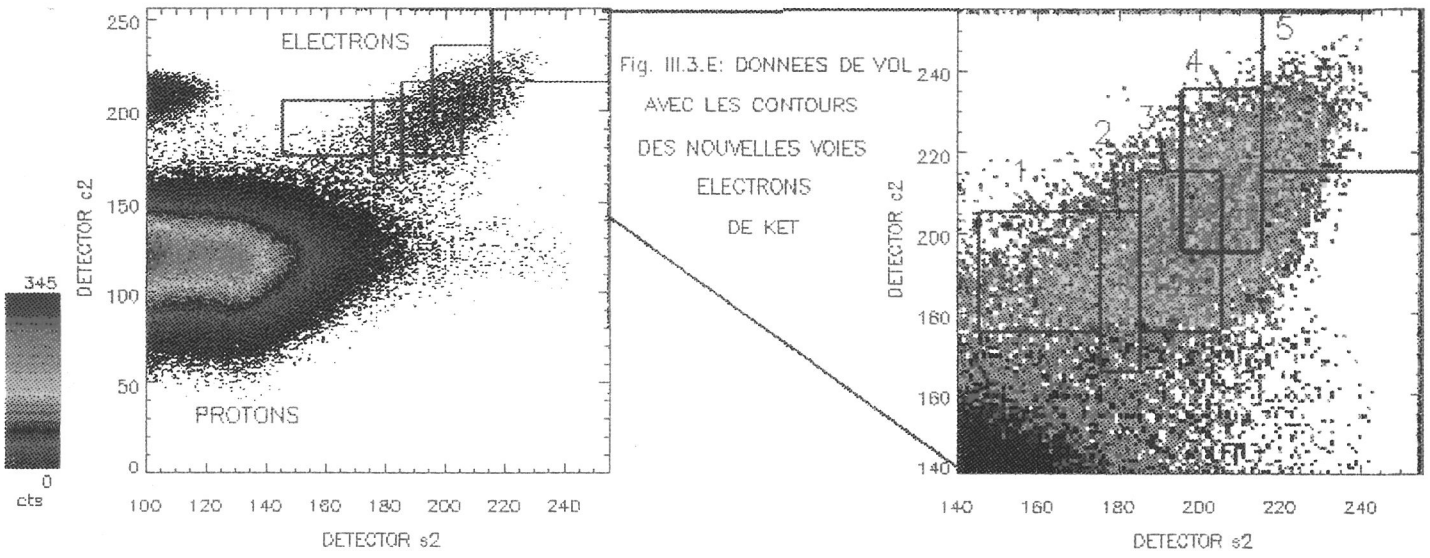


Fig. III.3.E: *Trace des nouvelles voies en C2 et S2, et données de vol de KET*

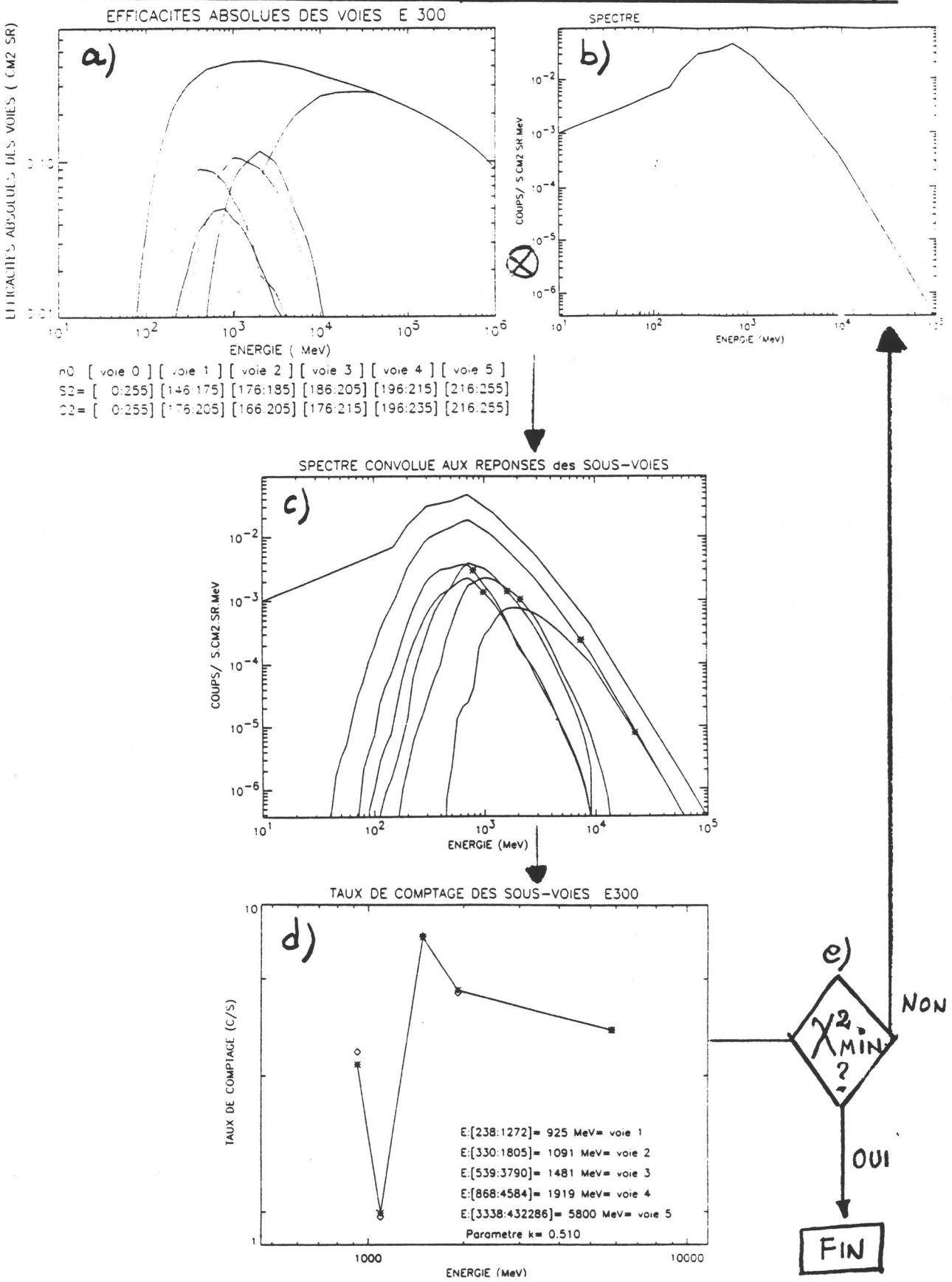


Fig. III.3.H: Organigramme de recherche d'un spectre

a) Détermination de l'efficacité des boites choisies à partir des calibrations (et de la simulation Monte-Carlo). b) Choix du spectre d'entrée (énergies pivots et flux)

c) Le programme convolue spectre et facteur géométrique. d) Il en déduit le taux de comptage dans chaque boite et le compare aux observations. D'où une valeur de χ^2. e) Le programme évalue la variation de χ^2 pour une variation de flux ($\frac{\Delta E}{E}$ variable) à une énergie pivot donnée. Il détermine ainsi un spectre légérement différent du spectre d'entrée. Puis itération par retour en b)

III.3.4 Comment voir un spectre?

Nous voilà avec 5 voies électrons trop mal séparées en efficacité pour permettre la construction directe du spectre en cinq points. C'est pourtant la méthode la plus directe et qu'utilisent le plus grand nombre des expérimentateurs avec instruments embarqués en ballons. Nous allons adopter une stratégie plus indirecte. Par l'analyse fine des signaux C2-S2 (PHA) des données de vol E300+P4000, corrigées des variations de gain, nous calculons les taux de comptage des voies électrons, et leur évolution pendant l'odyssée (Fig. III.3.E; Tablee III.3.F). Nous sommes ainsi capables, pour un spectre héliosphérique donné, de simuler la réponse de chacune de nos voies électrons et de prédire leurs taux de comptage. En comparant les taux de comptage simulés et observés, nous recherchons itérativement le spectre qui rend le mieux compte des observations.

Détermination du spectre

Une fois le principe posé, il reste à déterminer les modalités pratiques. Nous convoluons spectre et réponse des voies de 100 MeV à 100 GeV. Nous avons d'abord introduit un spectre construit comme une succession de lois de puissance, avec uniquement cinq énergies pivots (Fig. III.3.H) entre 200 MeV et 10 GeV. Ensuite, après avoir vérifié nos résultats en utilisant d'autres voies électrons (1' 2' 3' 4' 5'), nous avons raffiné la détermination du spectre et introduit davantage de points pivots (Fig. III.3.I). Ceci n'augmente qu'imperceptiblement le temps de calcul grâce à la puissance du calcul tensoriel du langage IDL.

Pour estimer l'écart entre simulation et observations, nous utilisons la méthode du moindre carré. Sans une connaissance à priori sur la plus grande pente, nous devons faire appel à un algorithme simple de descente par "tâtonnement", qui teste pour chaque point pivot, s'il est préférable d'y réduire ou d'y augmenter le flux. Ainsi, pour chaque période de temps choisie, le jeu de cinq boîtes contraint la forme du spectre modulé, établi pour des énergies de plus de 200 MeV.

Par l'usage de différents spectres initiaux, définis avec différentes énergies pivots, et de différentes voies électrons, nous arriveons à un spectre consensuel d'électrons galactiques, cohérent avec les observations de KET.

Quel spectre galactique et quelles variations de ce dernier KET a-t-il donc observés?...

III.4. VERS UN SPECTRE D'ELECTRONS COSMIQUES

Jamais un vaisseau n'a doublé notre cap sans entendre nos chants. Puis l'on s'en va content et plus riche en savoir... (Homère, Odyssée XII)

III.4.1 Variations sur un spectre d'électrons

Les spectres de KET

Voici, enfin, les spectres d'électrons galactiques construits à partir des observations de KET à différents moments de la démodulation du cycle solaire 22 et à des positions héliosphériques variées. La Fig III.4.A les présente ensemble et permet de faire les premières remarques suivantes.

Aux énergies supérieures à 2 GeV, le flux augmente de façon régulière avec le temps, conformément à nos attentes.

Aux plus basses énergies, la situation est plus confuse, le flux est quasiment invariant à 300 MeV. La forme du spectre semble changer au cours du temps. Cette variation de forme contient justement des informations sur les coefficients de diffusion.

Choix des intervalles de temps

Les intervalles de temps de ces spectres ont été choisis en sélectionnant des périodes relativement calmes quant aux événements solaires et joviens (Raviart et al., 1995). Leur durée est de 104 jours, soit quatre periodes de rotation solaire, car l'étude des phénomènes récurrents à court terme (§III.1.4) n'est pas à l'ordre du jour. L'écart entre les périodes est d'un an, si possible, afin d'étudier les taux de modulation des électrons.

La table III.4.B présente les intervalles de temps choisis ainsi que la position d'Ulysse, distance au soleil et latitude héliographique. Le taux de comptage du moniteur à neutrons Climax est indiqué en début et fin d'intervalle afin de situer l'observation dans le cycle solaire (§III.1.3).

Nom	Début d'intervalle	latitude (S) Degré	distance Uls-Soleil UA	taux de comptage de Climax
A	90-300	-5.0: 2.6	1.0: 2.0	3540-3700
B	92-194	13.7: 19.0	5.3: 5.2	3900-3930
C	93-192	34.4: 42.1	4.5: 4.2	4040-4090
D	94-191	72.1: 74.8	2.7: 2.0	4075-4130

***Table III.4.B:** Table des intervalles de temps*

Un peu plus sur les erreurs...

En voyant les spectres, le lecteur sera légitimement surpris par la taille des barres d'erreurs, comparées aux variations visiblement cohérentes des spectres au cours du temps. Regardons de plus près comment ces barres d'erreurs ont été calculées.

Les incertitudes sur les flux aux énergies pivots sont de nature systématique et statistique.

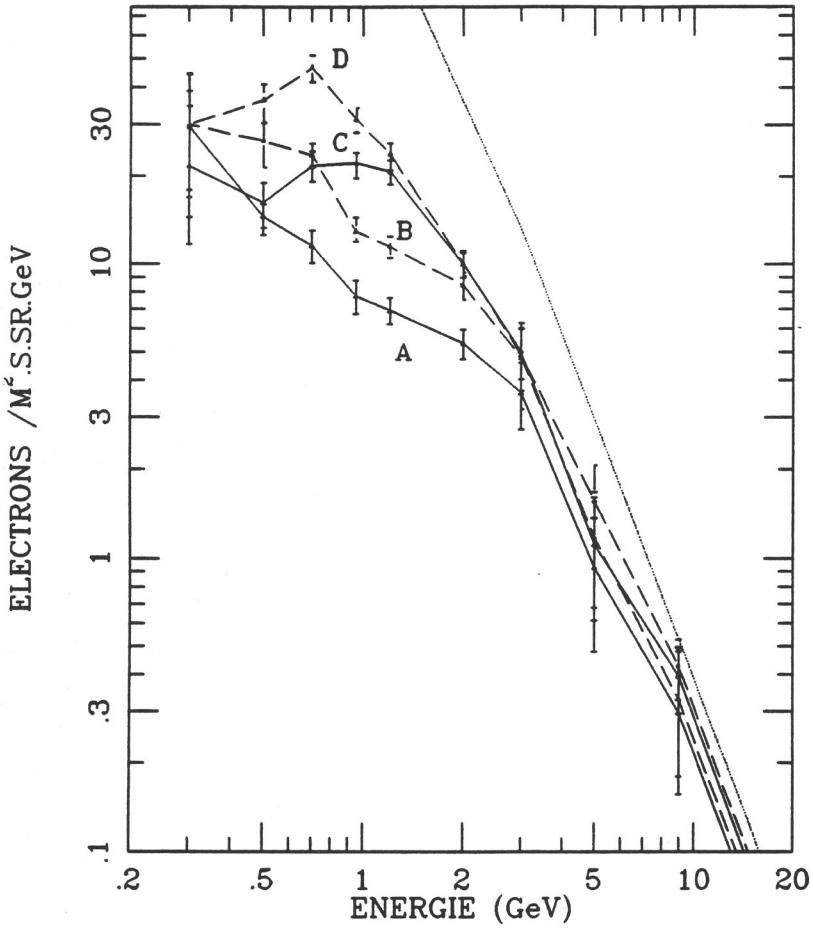


***Fig. III.4.A:** Spectres des électrons galactiques selon KET à différents temps A-D du cycle solaire (définis en Table III.4.B)*

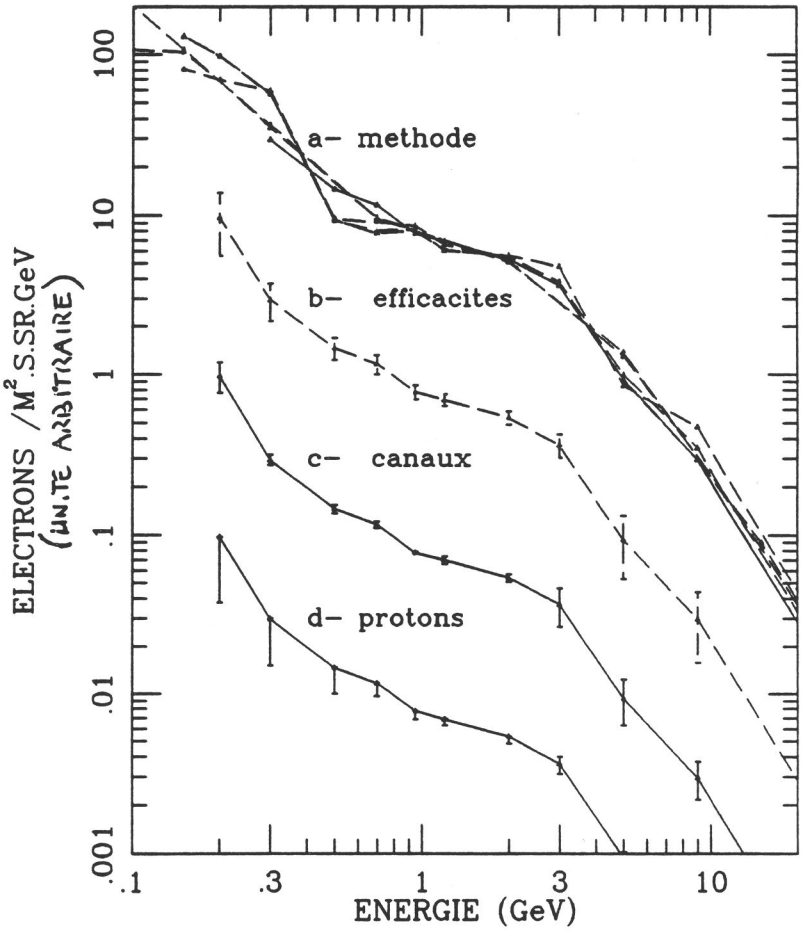


***Fig. III.4.C:** Les différentes incertitudes pour déterminer un spectre d'électrons de KET (cf texte)*

Les incertitudes statistiques sur les taux de comptage des sous-voies observés se répercutent sur le spectre. En dessous de 300 MeV, E300 est en limite d'efficacité; d'où l'incertitude dans le spectre résultant aux basses énergies (Fig. III.4.C-a).

La première des incertitudes systématiques est liée à la détermination des efficacités. A toutes les énergies, les efficacités déduites des tests sont déterminées avec des incertitudes statistiques (Fig III.4.C-b). L'extrapolation en absence de test en accélérateur à partir de 5 GeV entraîne aussi une barre d'erreur supplémentaire sur les derniers points du spectre. Le programme de spectre a utilisé différents choix d'efficacités compatibles avec ces incertitudes et en a déduit des barres d'erreur sur les spectres résultants.

La seconde source d'erreurs systématiques est l'incertitude liée aux corrections de dérive des canaux (§III.3.2). Cette correction est effectuée en nombre (entier) de canaux, donc à un canal près, ce qui changerait les taux de comptage observés des sous-voies. En ajustant les spectres compatibles avec ces contenus différents de sous-voies, on estime la barre d'erreur correspondant à cette correction des gains (Fig. III.4.C-c).

Ces erreurs systématiques induisent des barres d'erreur assez grandes mais ne remettent pas en cause la cohérence des variations d'un spectre à l'autre.

La moindre modulation aux basses énergies peut avoir différentes causes. Une composante "anormale" d'électrons autour de 100 MeV pourrait être causée par une réaccélération d'électrons joviens au choc héliosphérique. On s'attend alors à un effet de latitude négatif et à une moindre modulation, ce qui est observé. Reste à quantifier cette éventuelle composante anormale, à priori trop faible pour expliquer nos observations (Moraal et al., 1991). Une seconde hypothèse serait une présence de positrons qui sont modulés différemment (ou comme des électrons en cycle impair; Fig. III.4.M) et deviendrait non négligeable si les négatrons sont très modulés. La troisième possibilité serait une contamination résiduelle de protons non négligeable lorsque les électrons sont très modulés. Les voies sont choisies pour nous en prémunir, et même en maximisant la contamination protons vue en accélérateurs (c'est-à-dire en ignorant l'impureté du faisceau incident), l'effet de forts flux à 300 MeV se maintient pour la période A (Fig. III.4.C-d).

Analyse des spectres obtenus

Voici comment nous procéderons:

- Nos résultats seront comparés avec les observations précédentes et simultanées, non seulement dans le but de chercher une confirmation mais aussi dans celui d'étudier une éventuelle variation en fonction du cycle (§III.4.2).
- Les modélisations diverses seront questionnées. Les coefficients de diffusion seront déterminés à l'aide du modèle à symétrie sphérique (§III.4.3).

III.4.2 Les autres observations

De nombreuses observations et publications ont donné lieu à une abondante littérature... En fait, les instruments ne sont pas si nombreux mais les observations ont été souvent réanalysées. Ces prédécesseurs d'Ulysse ont été embarqués soit sur divers ballons, soit sur des satellites, OGO-5 puis ISEE-3.

A propos des mesures

Quel que soit l'instrument, l'étalonnage est parfois trop partiel. Les mesures en ballon nécessitent de nombreuses corrections, atmosphériques et autres (L'Heureux, 1967). Avant d'établir le spectre d'électrons cosmiques primaires, il faut soustraire au spectre total le spectre des électrons

secondaires, issus des gerbes atmosphériques. Quant aux instruments embarqués sur satellite, ils souffrent parfois d'une contamination locale. Les différentes incertitudes, corrections nécessaires et analyses sont présentées en Annexe D.

ANNEE	Niveau Climax	Expérience	Référence (dernière analyse)
1964	4200		L'Heureux & Meyer, 68
1965	4275	LHf	L'Heureux & Meyer, 68
	4230	WE	Rockstroh, 77
	4265	HA	Evenson et al., 81
1966	4150	LHf	L'Heureux & Meyer, 68
	4125	WE	Webber et al., 73
	4140	BU/ballon	Bleeker et al., 70
1967	3925	BU/ballon	Bleeker et al., 70
1968	3870	LH/OGO+HO	Fulks, 75
	3800	BE	Beuermann, 71
	3895	WE	Webber et al., 73
	3800	HOn	Fanselow et al., 71
	3850	BU/ballon	Bleeker et al., 70
	3850	BU/OGO	Burger & Swanenburg, 73
1969	3750	FI/ ESRO	Bland et al., 70
	3600	LH/OGO	Fulks, 75
	3680	HO	Evenson et al., 79
	3650	BU	Burger et Swanenburg, 73
	3650	WE	Rockstroh, 77
1970	3690	LH/OGO	Fulks, 75
	3675	HO	Evenson et al., 79
	3875	BU	Burger & Swanenburg, 73
1971	4105	LH/OGO	Fulks, 75
	4100	HO	Evenson et al., 79
	4080	WE	Webber & Rockstroh, 73
	4100	BU	Swanenburg, 71
	4100	HOm	Webber et al., 73
1972	4170	HOm	Webber et al., 73
	4150	LH/OGO+HO	Fulks, 75
	4200	DHS	Daugherty et al., 75
	4200	BU	Burger & Swanenburg, 74
1973	4230	HO	Evenson et al., 79
1974	4020	HO	Evenson et al., 79
	4150	DHSnew	Hartman & Pellerin, 76
1975	4250	HO	Evenson et al., 79
1976	4150	ballon	Golden et al., 94
1977	4150	HO	Evenson, 81
1979	3660	HO	Tuska, 91
1982	3410	HO+MEH	Tuska, 91
1984	3850	HO+MEH	Tuska, 91
1987	4075	HO+MEH	Evenson et al., 91
1989	3350	MASS	Golden et al., 94
1990	3300	HO	Evenson et al., 95
1992	3850	HO	Evenson et al., 95
1994	4110	HO	Evenson et al., 95

***Table III.4.D**: Observations antérieures de spectres électrons*

Pour chaque spectre d'électrons galactiques disponible dans la littérature, l'année d'observations et le niveau du taux de comptage du moniteur à neutrons Climax sont donnés. Le diminutif du nom de l'expérience est à usage interne (Annexe D) afin de pouvoir suivre chaque expérience. Sont mentionnées en tant que références les dernières analyses publiées des données.

Deux cycles solaires d'observation

Les années pionnières sont les années soixante qui voient l'envol de nombreux instruments avec des résultats aux grandes barres d'erreurs. Les données ont été analysées plusieurs fois jusqu'à arriver à un meilleur accord dans les années 70. On compte huit instruments indépendants, les "précurseurs d'Ulysse", dont les portraits sont regroupés en annexe D. Les années 70 assistent aussi aux débuts du spatial. Des mesures en ballon sont simultanées à des observations d'instruments embarqués sur OGO-5 (1968-1972), puis sur ISEE-3 (lancé en 1978 et rebaptisé ICE, International Cometary Explorer) et fournissant un intéressant complément (Tuska, 1990).

Décrire l'écheveau entremêlé des diverses observations (Annexe D) n'a comme seul objectif que d'obtenir des spectres de référence, et de sélectionner les plus fiables, pour chaque année et pour chaque instrument. Voici en table III.4.D la substantifique moelle d'une synthèse laborieuse. La trame temporelle et les références correspondantes sont données plus longuement en annexe, pour montrer les nombreuses analyses, réanalyses et corrections. Ici demeure la conclusion en figures et en table; les surnoms des expériences ne sont qu'à usage interne (Annexe D) afin d'évaluer le nombre des expériences et les suivre.

Comparaison avec KET

La grande dispersion des mesures interdit toute conclusion déterminante à l'issue de cette comparaison de KET et de ses prédécesseurs. Un accord global est acquis à un facteur 10 près! Les données de KET présentent une différence systématique avec celles de ICE, alors que l'accord est bon avec celles de MASS. Un effet de parité des cycles n'émerge pas des importantes barres d'erreur. Les spectres de KET, établis lors du cycle 22, sont aussi proches de ceux mesurés lors du cycle 21 que de ceux du cycle 20.

III.4.3 Les protons comme horloge

Il est paradoxal, mais justifié, de parler des protons pour étudier le spectre des électrons galactiques: le spectre des protons, mesuré simultanément à celui des électrons, situe le temps où nous nous trouvons dans le cycle solaire. Les protons nous servent ainsi d'horloge. Les spectres de protons galactiques sont depuis longtemps mesurés, et les modèles simples de modulation, c'est-à-dire sans effet de dérive, en rendent compte raisonnablement bien. Autrement dit, le spectre des protons permet de déterminer la valeur du potentiel ϕ de modulation, et nous chercherons ensuite à ajuster les spectres d'électrons avec cette même valeur de potentiel.

Les protons masqués

Présentons les voies protons utilisées pour construire le spectre. Comme dans le cas des électrons, des sous-voies hadrons ont été définies après une analyse plus fine des signaux laissés par les événements hadrons dans certains détecteurs. Ce travail, effectué en parallèle du mien, conduit aux définitions de voies recensées dans la Table III.4.F. Toutefois, les traces des événements protons autorisent une meilleure résolution en énergie que celles des électrons, le facteur limitant étant la statistique. Les voies P190, A190 et P4000 restent nominales. A l'exception de la sous-voie notée P4000*, qui est une voie P4000 tronquée à 5 GeV.

L'analyse bidimensionnelle des PHA des détecteurs D1 et D2 aide à définir des sous-voies de protons de basse énergie. La trace laissée en D1-D2 par un proton venant de l'arrière ou de l'avant avec une énergie incidente E est connue théoriquement. Elle permet a priori de définir l'énergie de la particule en fonction de sa trace D1-D2. Les données de vol montrent que les traces réelles suivent bien les lignes théoriques, mais avec une certaine dispersion. Cette dernière est paramétrée par la

distance des points de mesure à la trace théorique. Les histogrammes "nombre d'événements versus distance à la trace" ainsi construits sont ajustés par une gaussienne de déviation standard. Les événements situés à moins de 3 σ de la trace sont retenus, les autres rejetés. Les voies sont donc "masquées" ce qui permet de différencier les hadrons de l'avant ou de l'arrière, de pallier aux mélanges des voies dues à certaines inefficacités de détecteurs et de rejeter le bruit causé par les coincidences fortuites dues au RTG. Sélectionner seulement des portions de traces revient à définir des sous-voies protons avec des domaines d'énergie plus restreints que les voies nominales.

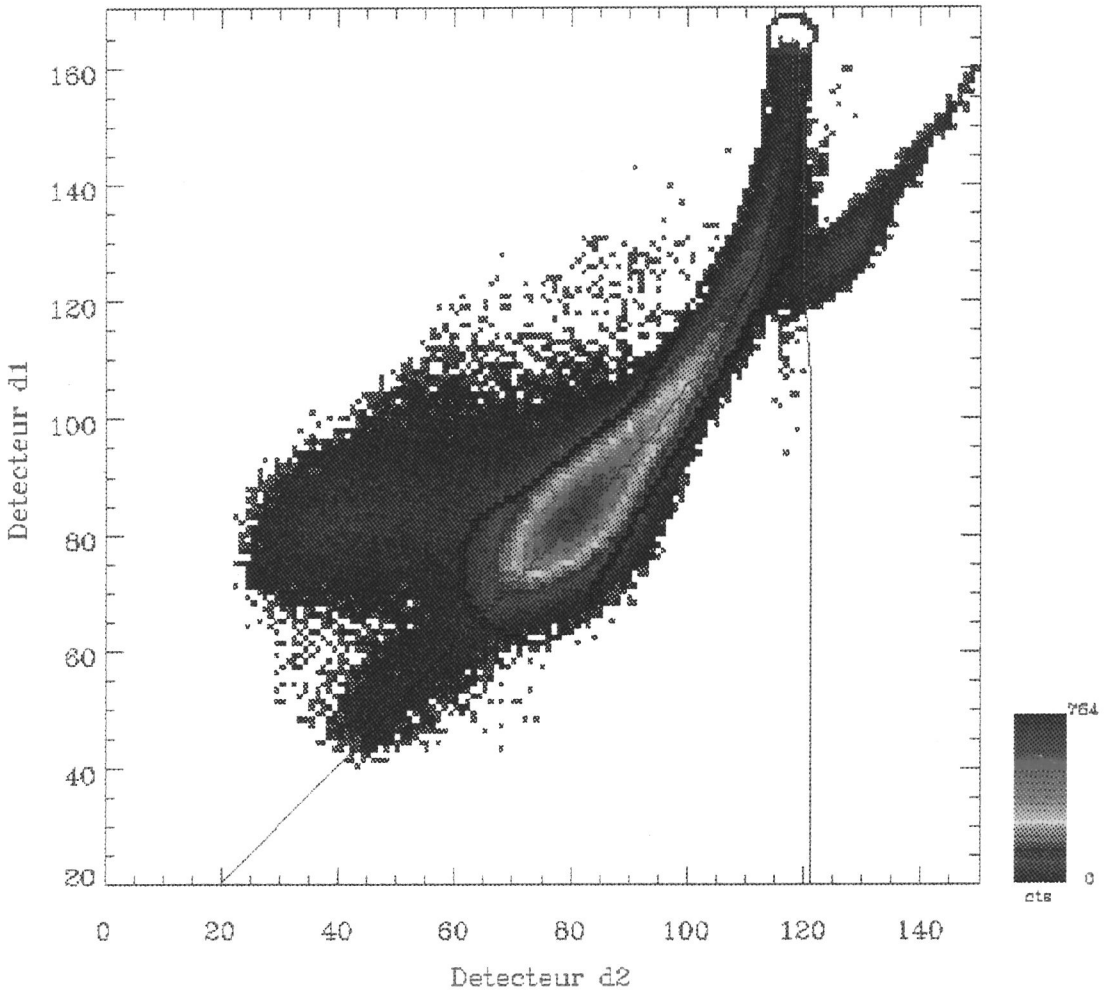


Fig. III.4.F: *Hadrons masqués de la voie P116+A116*

Voie Hadrons	définition	FWHM Energies GeV	Rigidité Période A-D GV
P-1	P32-1.	0.034-0.069	0.3
P-2	P32-2	0.069-0.106	0.4
P-3	P32-3	0.10- 0.13	0.5
P-4	P116	0.145-0.285	1.0-0.8
P-5	P190	0.285-2.35	2.7-2.2
P-6	P4000 (*)	2.35-5	4.4-4.3
H-A	P116		
H-B	P190		
H-C	A190	0.26-1.8	3.0-2.7
H-D	P4000	>2.35	9.3-7.5

Table III.4.F *Quelques voies hadroniques de KET*

Les spectres protons

A l'aide de ses sous-voies protons, le spectre est reconstitué pour chaque période et nous lui associons le potentiel de modulation correspondant (fig. III.4.H) en comparant le spectre observé au spectre interstellaire (Webber, 1993) modulé. La part du spectre qui contraint le plus la valeur du potentiel est celle des basses énergies qui est la plus modulée. La pente du spectre protons à ces énergies est invariablement 1. Elle est fixée par les pertes d'énergie et la convection, et non par la diffusion. Ces protons de basse rigidité restent insensibles aux coefficients de diffusion (§III.2.3).

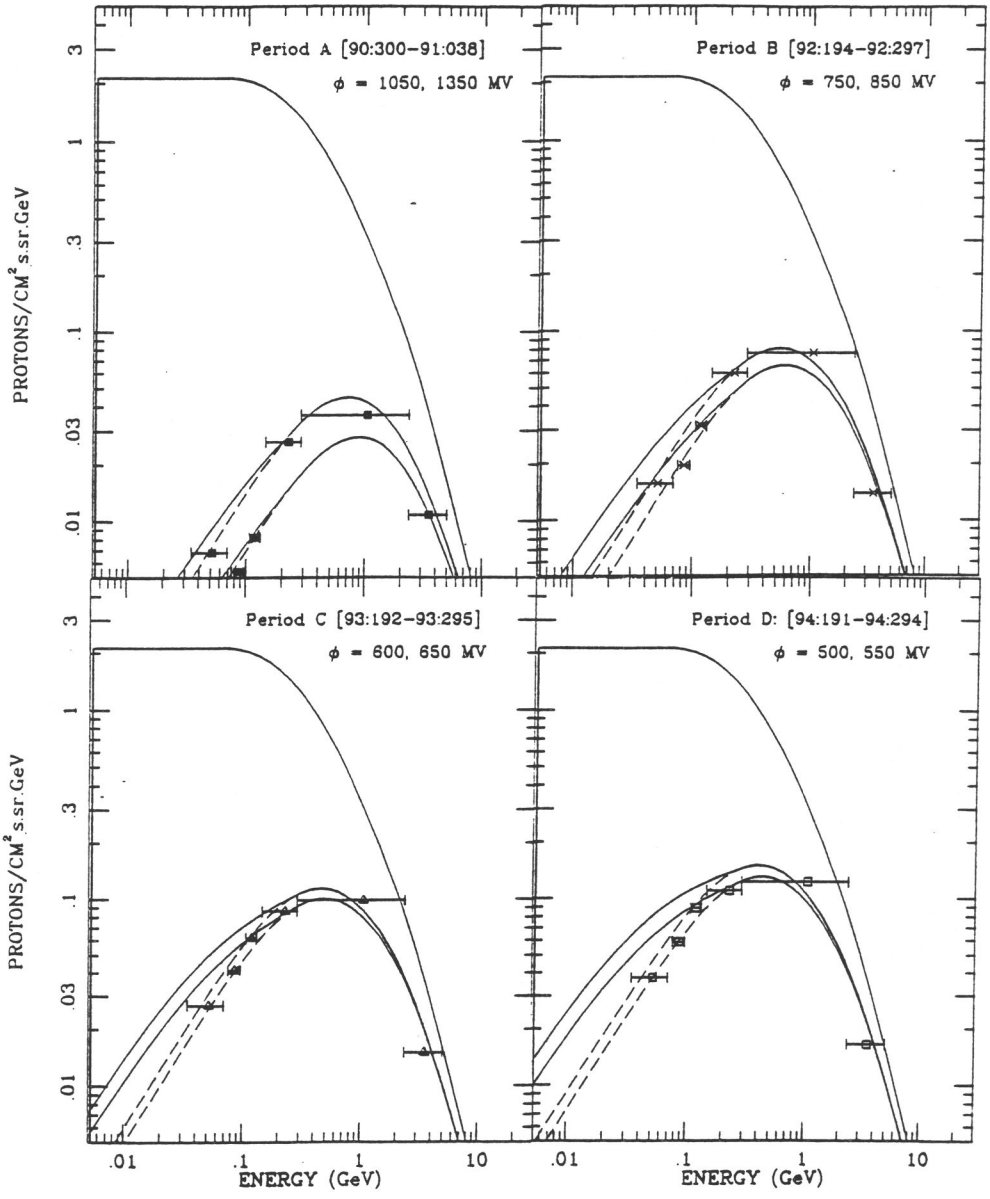


***Fig. III.4.H:** Les spectres protons et le cycle solaire*

Intervalle	début Jour	Potentiel de modulation MV	Taux de comptage de Climax
A	90-300	1050-1350	3540-3700
B	92-194	750-850	3900-3930
C	93-192	600-650	4040-4090
D	94-191	500-550	4075-4130

***Table III.4.H:** Le potentiel de modulation selon les spectres protons*

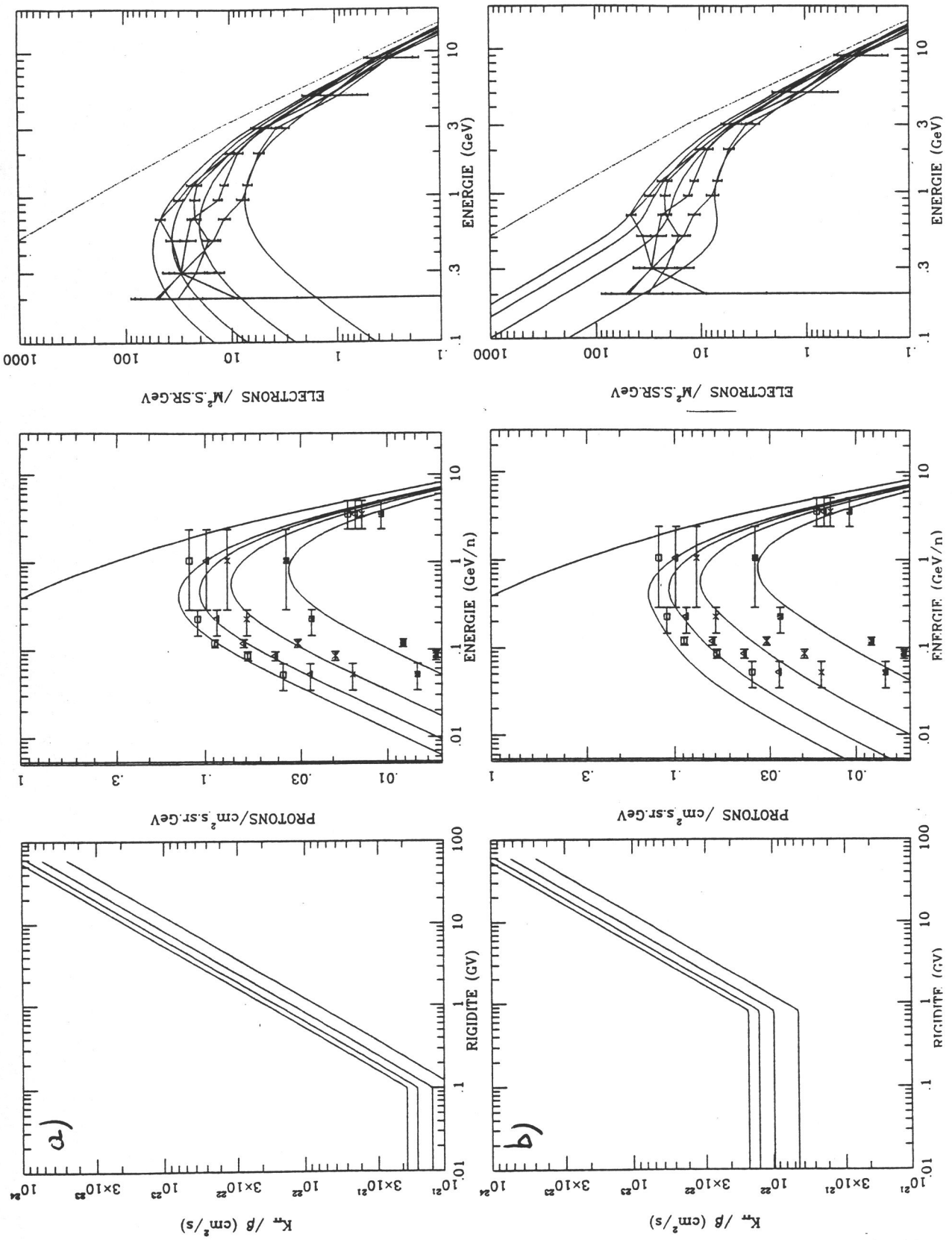


***Fig. III.4.I:** Spectres électrons et coefficients de diffusion*
***a)** Coefficients avec une rigidité seuil de 0.1 GV*
***b)** Coefficients avec une rigidité seuil de 0.8 GV*

III.4.4 Théories et coefficients de diffusion

Quels renseignements nous apportent donc les spectres d'électrons galactiques de KET? La partie à haute énergie, au-delà de 3 GeV, est assez consensuelle. Sa pente est -3, fixée par les observations radio et confirmée par les observations précédentes. En-dessous de 3 GeV, les observations au voisinage de la Terre ne présentent plus de concensus et nous privent du bénéfice d'avoir des points de comparaison terrestre. En-dessous de 0.7 GeV, la situation est intéressante: le spectre fixe les coefficients de diffusion (§III.2.3).

Il est toujours possible de trouver des coefficients de diffusion $K=\beta.K_0.K'(R)$ qui ajustent un spectre. La valeur du coefficient de diffusion à une rigidité donnée est déterminée par la valeur de K0, donc par celle du potentiel de modulation. La fonction K'(R) influence la forme du spectre. Mais choisir une fonction K'(R) complexe n'apporte rien à la compréhension du problème (Fulks, 1975). Nous ne chercherons pas à le faire. En utilisant ce modèle simple de modulation, nous ambitionnons de répondre à des questions simples:

-le même coefficient de diffusion K'(R) peut-il rendre compte à la fois des spectres protons et électrons?

-En utilisant les spectres des électrons de KET, ce coefficient de diffusion K'(R) varie-t-il? Si oui, comment? Ces variations sont-elles dues à des effets spatiaux ou temporels?

Nos choix de coefficients de diffusion

Afin d'ébaucher des réponses, nous avons fixé la forme standard du coefficient de diffusion K' suivant la rigidité (§III.2.3; Fig III.4.Ia,b):

K' est proportionnel à R, pour $R>R_0$

K' est constant, pour $R<R_0$.

La valeur R_0 ajuste le coude du spectre des électrons. Nous avons fixé R_0 à 0.1 et 0.8 GV et calculé les spectres modulés correspondants aux périodes de la Table III.4.H. Les spectres des protons sont peu sensibles au choix de R_0 dans une gamme allant de 0.3 à 0.7 GV (Fig. III.2.A). Ici, nous avons pris deux valeurs extrêmes, R_0= 0.1 et 0.8 GV, si bien que l'on distingue les deux choix même sur les spectres modulés des protons. Nous aurons ainsi un test supplémentaire de nos hypothèses.

Comparaison avec les observations de KET

La série de figures des spectres d'électrons et de protons de KET montrent les résultats du modèle pour ces deux valeurs différentes de R_0 (Fig. III.4.Ia,b). En début d'odyssée, R_0 semble proche de 0.1 alors qu'en 1994 le spectre d'électrons n'est vraiment plus compatible avec cette hypothèse et nécessite $R_0 \approx 0.8$ GV. Les spectres protons ne démentent pas de telles tendances. Comment expliquer de telles variations? Il s'agit de changement dans le spectre en puissance des irrégularités du champ magnétique. Interroger les données magnétiques ne suffit cependant pas, car les tentatives théoriques déduisant les coefficients de diffusion des irrégularités du champ sont loin d'être couronnées de succès (Fig. III.4.K). L'utilisation des coefficients de diffusion de Bieber et al. (1994) ne rend d'ailleurs pas du tout compte des spectres observés, ni en protons, ni en électrons (Fig. III.4.Id).

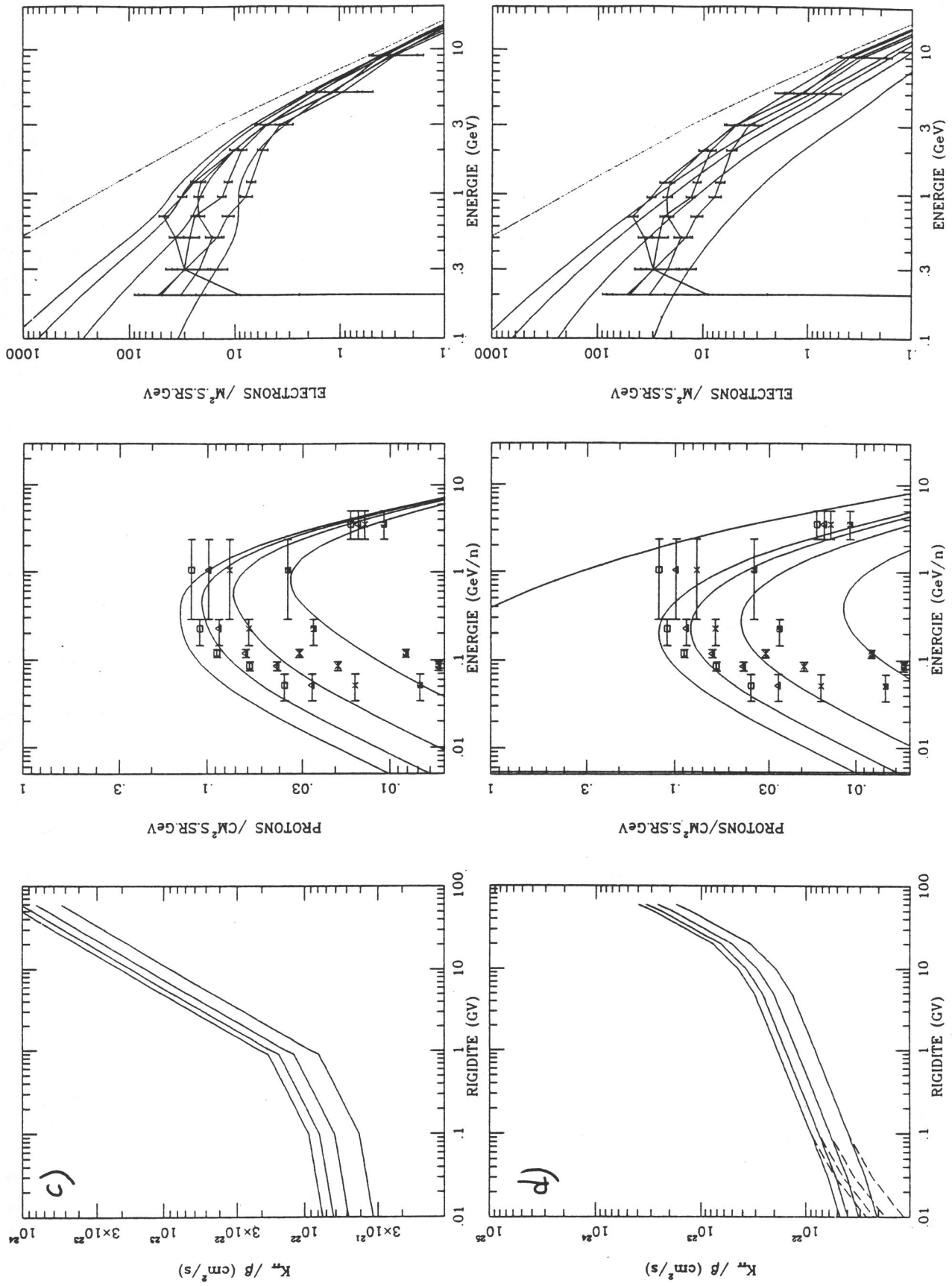


***Fig. III.4.I:** Spectres électrons et coefficients de diffusion*
c) Coefficients d'après Müller-Mellin et Wibberenz (1995)
d) Coefficients d'après Bieber et al. (1994). (protons en pointillé)

S'agit-il de variations spatiales ou temporelles? Il n'est pas si aisé de le savoir. Les observations antérieures (§III.4.2) indiquent que la forme du coefficient de diffusion change avec le temps au cours des cycles solaires, à 1 UA (Fulks, 1975, Evenson et al., 1979). Quant aux observations au voisinage de la Terre pendant le cycle 22 (Evenson et al., 1995; Golden et al., 1994), elles ne tranchent pas vraiment la question (§III.4.2).

Coefficient de diffusion et champ magnétique

Le coefficient de diffusion K(R) est lié à la rigidité R, $K(R) \propto R^{2-a}$, avec a l'indice du spectre en turbulence du champ magnétique $P(v=\frac{V}{2\pi r}) \propto v^{-a}$, avec r le rayon de giration correspondant à la rigidité R et V la vitesse de la particule. Si l'indice a varie géographiquement, la dépendance en rigidité du coefficient de diffusion parallèle change. Il faudrait pouvoir déduire ce coefficient de diffusion des irrégularités du champ magnétique avant de faire un lien quantitatif avec les turbulences du champ magnétiques observées au-dessous du pôle sud (§III.1.3). Un champ plus turbulent aux pôles qu'à l'écliptique réduit la diffusion (Jokipii & Kota, 1989) mais il faut quantifier cet effet. De plus, les proportions relatives des coefficients de diffusion (§III.2.1) changent avec la position spatiale (Müller-Mellin & Wibberenz, 1995; Fig. III.4.I c).

III.4.5 Discussion

Les spectres d'électrons obtenus avec KETont été ajustés en même temps que les spectres de protons par un modèle de modulation utilisant le cadre d'une héliosphère sphérique et sans effet de dérive. Cette symétrie sphérique n'est pas un handicap pour notre modélisation puisque les effets latitudinaux sont limités pendant une période de 104 jours, avant le passage au pôle sud (§III.1.4). La simplicité de ce modèle limite naturellement nos ambitions sur la précision de l'ajustement. Mais les conclusions en ressortent d'autant plus clairement.

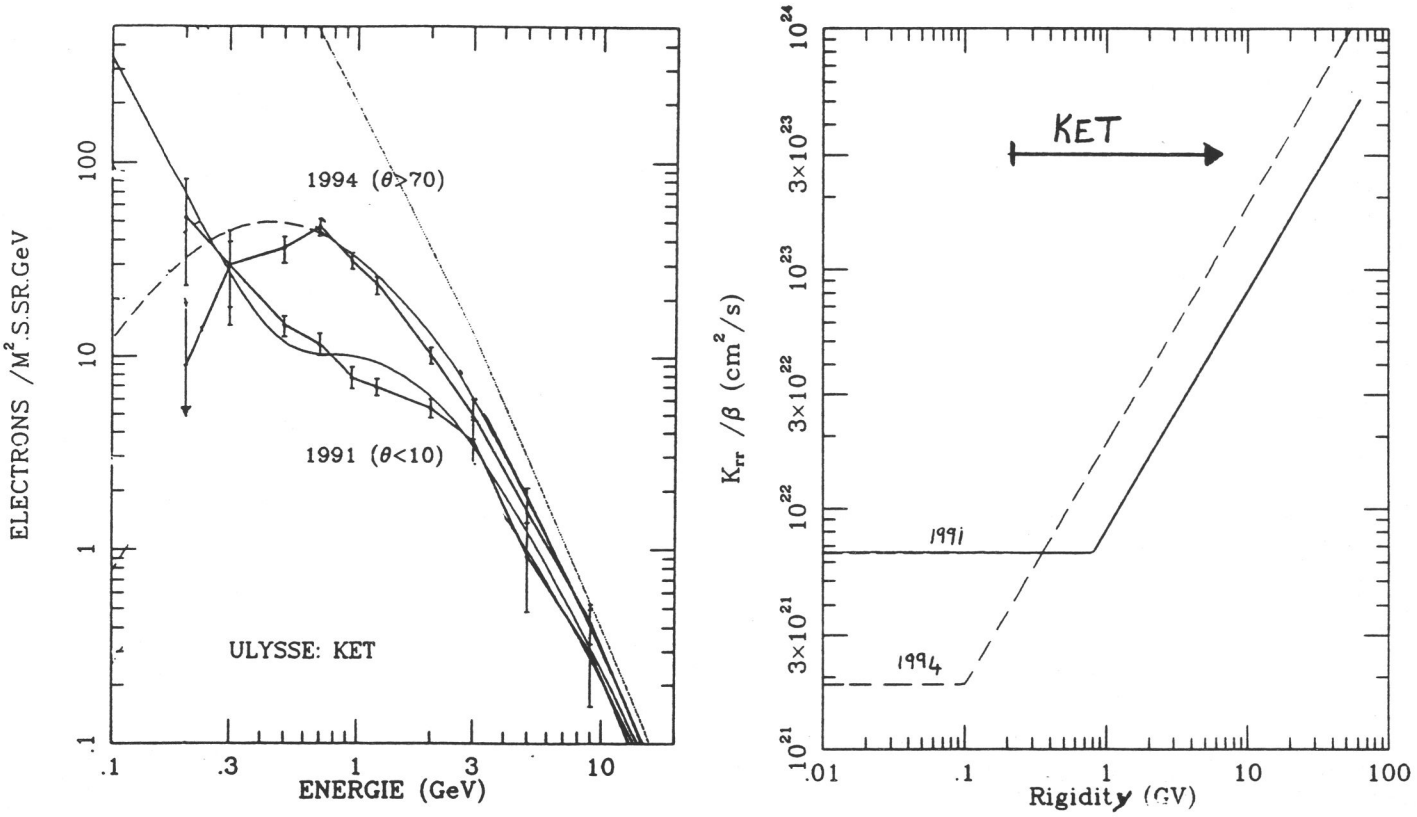


Fig. III.4.J: *Variations du spectre d'électrons et du coefficient de diffusion entre 1991 et 1994.*

Il n'y a pas de nécessité observationnelle à prendre des coefficients de diffusion différents pour les électrons et les protons, dans le domaine de rigidités considérées.

Le spectre d'électrons cosmiques, et particulièrement sa forme en dessous de 1 GeV, apporte le plus d'informations sur le coefficient de diffusion. Malgré la démodulation, le flux des électrons de 300 MeV n'augmente pas significativement. L'hypothèse d'une composante "anormale" d'électrons, par exemple de joviens réaccélérés, a été formulée. Mais cette contribution est apparemment négligeable (Moraal et al., 1991); et elle devrait montrer une dépendance latitudinale, ce que les observations d'Ulysse infirment. Ces électrons d'énergie 0.3-1 GeV sont donc bien galactiques, et à interpréter en tant que tels.

Cette stagnation du flux indique que la diffusion des électrons galactiques de 300 MeV est identique au-dessus des pôles, en 1994, qu'à l'équateur, en 1991. Les deux courbes de coefficients de diffusion (Fig. III.4.J) en 1994 et 1991 se coupent justement autour de 300 MeV. De plus, la dépendance en rigidité du coefficient de diffusion change entre 1991 et 1994. C'est un premier pas vers une compréhension 3-D de la diffusion des particules dans l'héliosphère...

III.5 LE TEST DES ELECTRONS GALACTIQUES

Avance et, en silence, fais moi signe, dit Ulysse,
Si tu trouves tout comme prévu ou si c'est autrement (Sophocle, Philoctète)

Notre objectif est de comparer le comportement des électrons galactiques à celui des protons d'après les données de KET. Nous envisagerons alors le débat théorique sur la propagation héliosphérique. La comparaison entre électrons et hadrons fournit un test des différents modèles (§III.2). Présentons donc les rapports de taux de comptage des électrons sur ceux des hadrons que nous avons effectués à différentes rigidités (§III.5.1) avant de les confronter aux observations antérieures (§III.5.2) et d'ouvrir la discussion sur les tentatives de modélisation (§III.5.3).

III.5.1 Electrons versus hadrons

Nous disposons de quatre couples de voies, électrons et hadrons, de même rigidité, respectivement 0.9, 2.5, 3 et 7-8 GV (Tables III.3.F et III.4.F). Trois voies hadrons sont des voies protons, la quatrième comptant en fait des alphas, qui sont modulés comme les protons à ces rigidités. Nous imposons des conditions pour sélectionner les périodes de temps calme et moyennons sur 26 jours afin d'évacuer la modulation à court-terme.

Calme plat après tempête

La Figure III.5.A présente les quatre rapports des taux de comptage des sous-voies électrons sur hadrons (Rastoin et al., 95, p329). Ils ont été normalisés et seules les variations relatives sont à considérer. Chaque rapport montre une variation comparable: dans un premier temps, le rapport décroit avec une pente d'autant plus grande que la rigidité est faible. Puis, ce rapport atteint un plateau, à 10% près. Les fluctuations autour de cette valeur constante sont, sans doute, causées par des comportements différents face à des chocs et autres perturbations transitoires de la propagation héliosphérique.

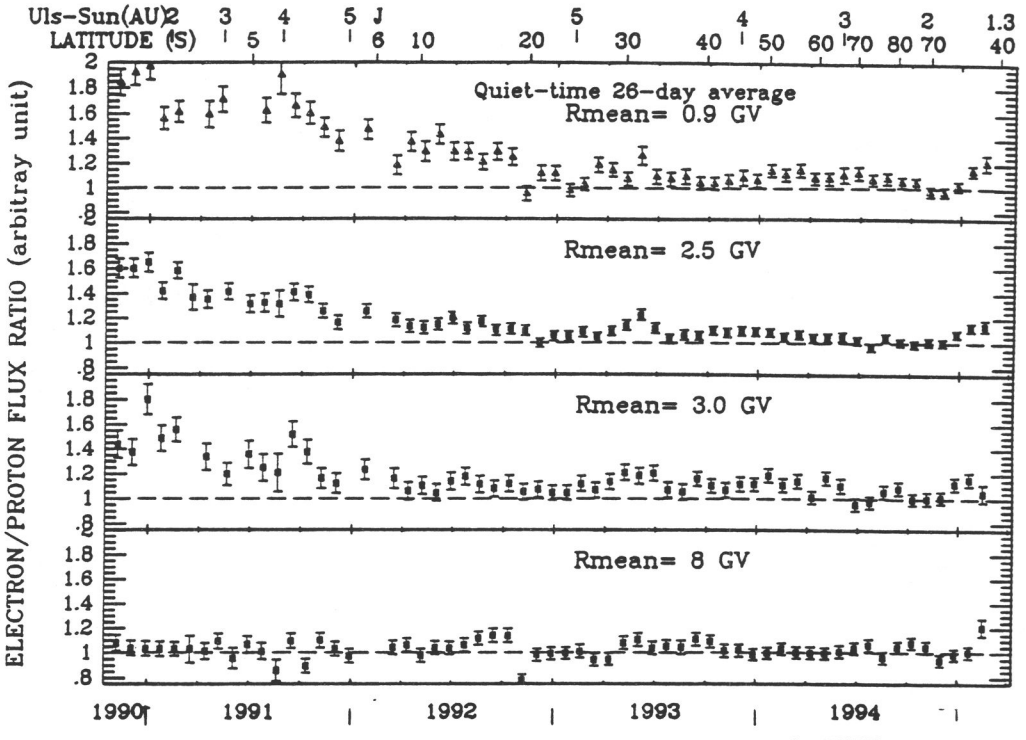


***Fig. III.5.A:** Les rapports de flux électrons sur protons de KET*

Le début du plateau est d'autant plus tardif que la rigidité est faible. Cela peut être attribué à des effets temporels dûs à ce que l'on a appelé la "réticence des électrons" à la modulation solaire, ou à des effets spatiaux: il existerait une latitude seuil à partir de laquelle les effets latitudinaux sont sensibles dans les flux de protons et inexistants dans les flux d'électrons.

Effets latitudinaux des protons

Dans les flux protons, il existe une latitude seuil qui dépend de la rigidité (§III.1.4). Les résultats des gradients en fonction de cette latitude limite θ_0, ainsi que la valeur correspondante des moindres carrés, sont donnés dans la table suivante:

θ0	PROTONS 2 GV			PROTONS 17 GV		
Deg(°)	G_r %/UA	G_θ %/°	χ^2	G_r %/UA	G_θ %/°	χ^2
0	2.5	0.150	1.94	1.0	0.175	0.246
5				1.2	0.175	0.264
10	2.8	0.175	1.84	1.3	0.2	0.244
15				**1.3**	**0.225**	**0.242**
20	2.9	0.225	1.36	1.4	0.25	0.266
25	3.0	0.275	1.18			
30	**3.1**	**0.3**	**1.09**	1.7	0.3	0.47
35	3.1	0.35	1.12			
40	3.2	0.425	1.29	1.8	0.4	0.97

Table III.5.B: *Gradients radiaux et latitudinaux des protons de KET à deux rigidités 2 GV et 17 GV: en caractères gras sont indiquées les valeurs des gradients qui permettent le meilleur ajustement des données (minimum du χ^2).*

L'avantage de la méthode des moindres carrés, qui compare données et flux déduit d'un choix donné de gradients (§III.1.4) est de déterminer objectivement ce seuil en latitude. Pour chaque latitude seuil, le résultat du χ^2 est fonction des deux gradients pour une rigidité de 2 GV (resp. 17 GV); les deux gradients correspondant au minimum du χ^2 sont dans la Table III.5.B. La latitude seuil des effets latitudinaux, comme celle du plateau du rapport électrons sur protons, augmente quand la rigidité diminue. Comme, à 30°, un effet de latitude apparaît dans les flux protons de 2 GV, il doit être aussi présent dans le flux d'électrons qui suit la même évolution.

Résumons: les flux des électrons et des protons de même rigidité varient pareillement, une fois que les électrons ont "rattrapé" la modulation des protons, délai qui dépend de la rigidité. Les observations de KET intégrent effets spatiaux et temporels. Le début du plateau de flux est aussi, à 2 GV, le début des effets de latitude. Essayons d'utiliser les observations au voisinage de la Terre afin de séparer, si possible, les effets temporels et spatiaux...

III.5.2 Observations antérieures

Nous ne disposons pas d'observations simultanées au voisinage de la Terre. Comparons ces rapports (électrons/hadrons) obtenus à l'aide de KET avec ceux mesurés lors des deux cycles précédents grâce à l'expérience LEE (Garcia-Munoz et al., 1986; 1991). Les mesures d'avant 1968 ont été obtenues par Bleeker et al. (1968). Les deux rapports (hadrons/électrons) montrés sur la figure III.5.C sont estimés à des rigidités moyennes de 0.9 et 6 GV, directement comparables à deux de nos rigidités. A 0.9 GV, il est frappant de constater une forme générale similaire (une fois que l'on choisit

le même dénominateur) entre les observations de 1970-1974, après le maximum solaire du cycle 20, et les observations d'Ulysse de 1991-1995, après le maximum solaire du cycle 22.

Quelque soit le cycle solaire et la position dans l'héliosphère interne, le rapport électrons/protons varie considérablement autour du maximum solaire, pendant le renversement du champ et se stabilise ensuite.

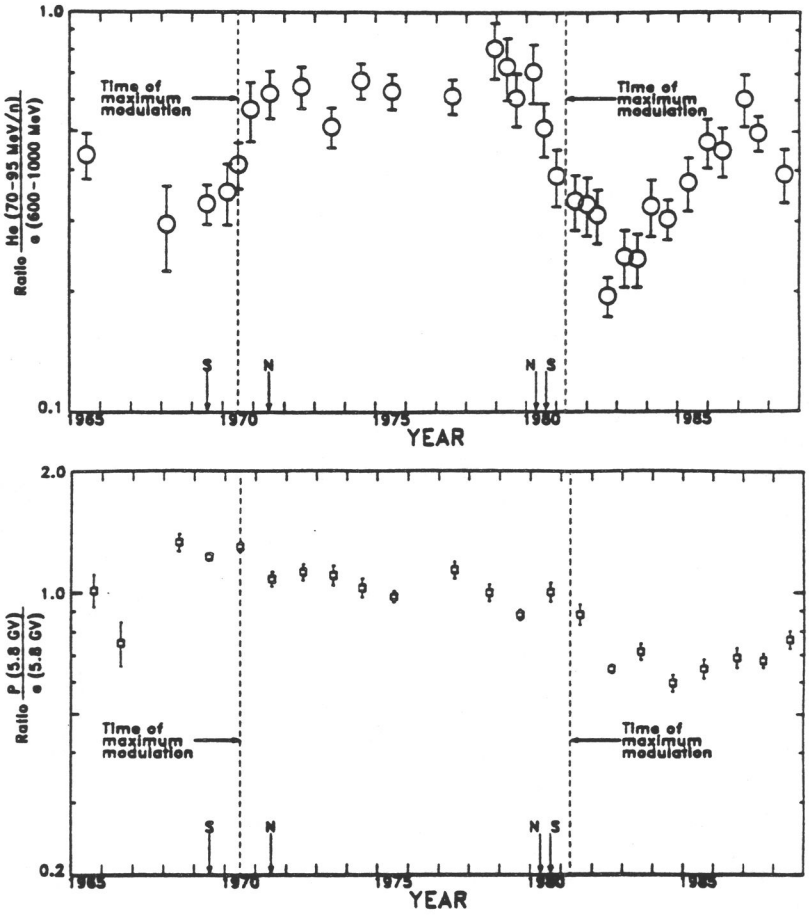


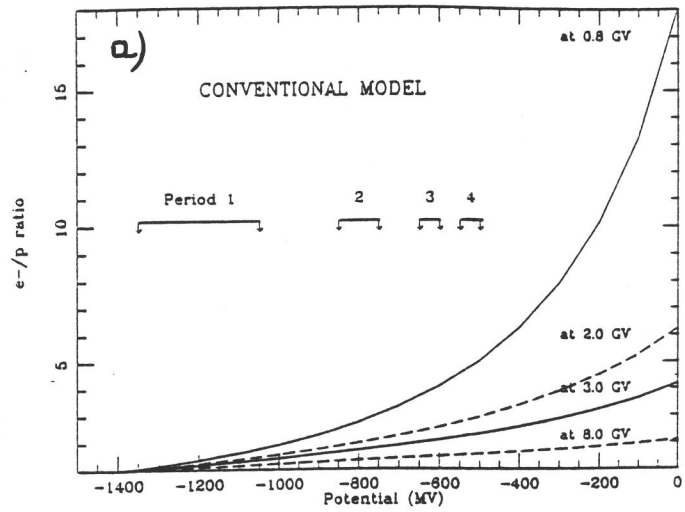
***Fig III.5.C:** rapports de flux électrons sur protons pendant les cycles précédents 1965-1988 (Tuska, 1990). Les données d'avant 1968 sont issues de Bleeker et al. (1968).*

III.5.3 Théories en désarroi

A quelle cause pouvons-nous attribuer la différence de comportement des électrons et des protons pendant le renversement de champ? Et comment expliquer ensuite leur similitude? Electrons et protons se distinguent évidemment par leur masse, leur charge et leur densité d'énergie dans l'héliosphère. Nous avons vu (§III.2) qu'électrons et protons de faible rigidité se distinguent de plus par leur vitesse.

Modèle conventionnel

La première hypothèse est d'invoquer leur différence de vitesse. Simulons ces rapports de charge en utilisant le modèle conventionnel à symétrie sphérique et héliosphère statique. Un modèle d'une héliosphère statique est cependant peu adéquat pour modéliser un phénomène important autour des maxima solaires, lors des renversements de champ magnétique. Le modèle, bien que performant pour rendre compte des spectres (§III.4.4), n'est pas assez précis pour reproduire les rapports d'intensité. La Fig III.5.D montre à quel point il échoue dans la modélisation du phénomène.



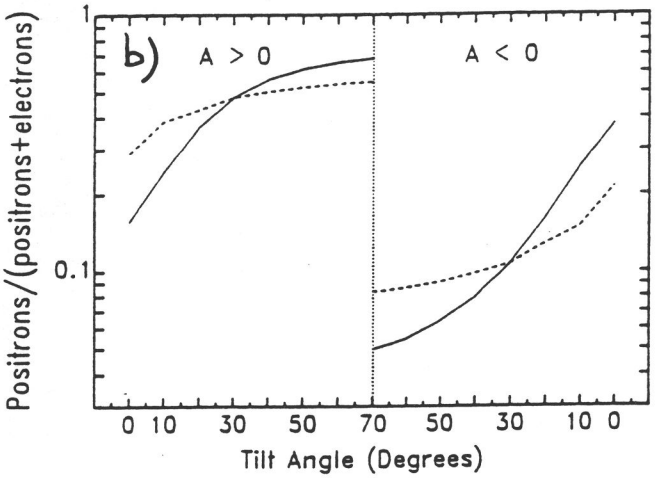


Fig. 6. The predicted ratio of $e^+/(e^+ + e^-)$ for 800 MV at Earth with full drift effects (solid lines) and with drift effects reduced by a factor of 2 (dashed lines). Both cases are with $e^+/(e^+ + e^-) = 0.25$ at the heliospheric boundary

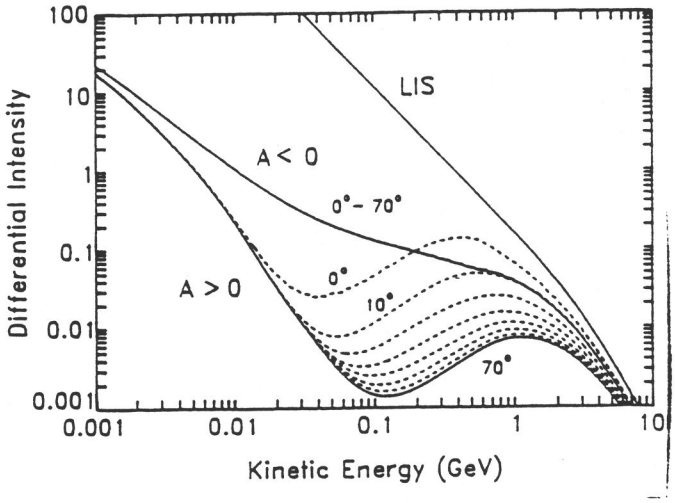


Fig. 1. The effect of an increasing tilt angle, α, of the heliospheric neutral sheet on computed electron spectra (dashed lines) at Earth for the ~1970–80 configuration of the IMF ($A > 0$). The tilt angle is increased from 0° to 70° in steps of 10°. No effect is predicted for the period ~1960–70 ($A < 0$) and the spectra coincide at the $\alpha = 0°$ level. The curve indicated by LIS is the assumed local interstellar electron spectrum. The differential intensity is in units of particles $m^{-2}\,s^{-1}\,sr^{-1}\,MeV^{-1}$

Fig. III.5.D: Rapports de flux électrons sur protons pour différents choix de coefficients de diffusion K(rigidité). a) Modèle conventionnel b) Modèle avec dérive (Potgieter & Burger, 1990).

Modèle avec effet de dérive

La seconde hypothèse est de considérer la différence de charge, ce que font les modèles à effet de dérive de courbure et de gradient du champ magnétique. Cependant, si ces effets étaient importants, les effets latitudinaux devraient l'être aussi et les observations au voisinage de la Terre et au-dessus du pôle sud devraient se différencier nettement. Tel n'est pas le cas. Les effets de dérive ont donc apparemment une importance limitée dans l'héliosphère interne explorée par Ulysse.

Seule une version simple du modèle avec effet de dérive prévoit, quelque soit la rigidité, des dérives en direction inverse pour les électrons et les protons. En fait, la dérive des électrons dépend, de façon cruciale, du choix des coefficients de diffusion et de la forme du champ magnétique. Ce n'est apparemment pas les effets de dérive qui détiennent le rôle principal.

Ces 30° associés au début des effets de latitude, et au début du rapport électrons sur protons à 2 GV correspondent aussi à l'extension latitudinale maximale de la jupe de ballerine à cette période. Nous avons vu (§III.2.4) que les effets de dérive et de latitude étaient très réduits dans cette zone

balayée par la jupe de ballerine. Or, c'est précisément dans les remous de la jupe, où l'on attend peu de dérive que les électrons et les protons se comportent très différemment, et c'est après l'établissement théorique des effets (réduits) de dérive et après l'apparition observationnelle des effets de latitude dans les flux qu'ils se comportent à l'identique.

Pour résumer, ces modèles nécessitent vraiment une prise en compte correcte du champ magnétique et de ses variations, du coefficient de diffusion et de ses variations...

Négatrons et positons

Encore faut-il que le rapport électrons sur protons que nous mesurions soit bien un rapport entre des particules de charge opposée. Les électrons de KET ont-ils bien une charge négative? KET n'a aucun moyen de s'en assurer et il nous faut faire appel aux observations du pourcentage de positons e^+ dans la population d'électrons totale e^++e^- (Fig III.5.E). Aux énergies considérées, il semble établi, malgré l'imprécision des observations (Müller & Tang, 1987), que le rapport positons sur électrons ne remet pas en cause les conclusions précédentes (Moraal et al., 1991). L'ensemble des électrons se comporte massivement comme des négatrons.

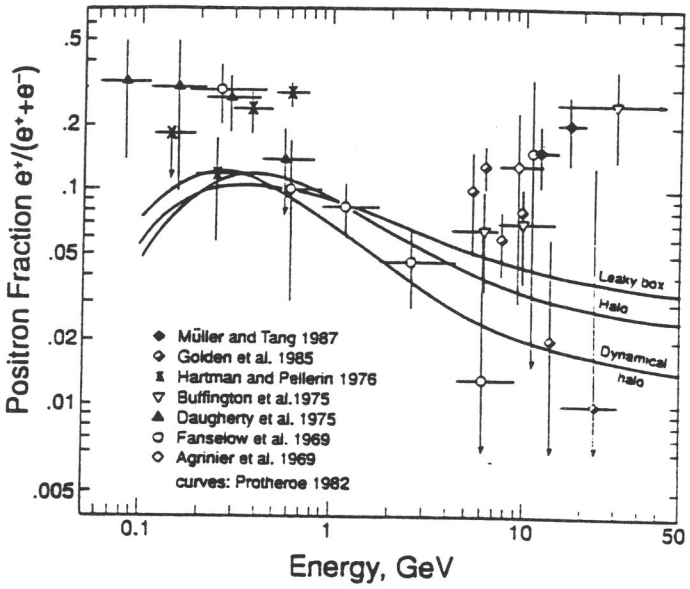


Fig. III.5.E: *Le rapport positons sur électrons: les estimations théoriques de la valeur interstellaires (courbes de Protheroe, 1982) , les mesures au voisinage de la Terre et leurs références (Moraal et al., 1991)*

Jupe de ballerine

Le rapport hélium sur électrons varie d'un facteur 3+/-1 à la rigidité de 0.8 GV, lors des renversements du champ, à l'écliptique. Faire varier l'inclinaison de la jupe de ballerine de 70° à 10° (et vice et versa) conduit à ce même facteur 4 selon les derniers modèles 2-D incluant cet effet (Potgieter & Burger, 1990; Fig. III.5.D). Nos observations montrent que le rapport électrons sur protons de même rigidité (0.9 GV) est bien corrélé avec l'angle d'inclinaison de la jupe de ballerine (Ferrando et al., 1995). Notons que cet angle est classiquement un bon indicateur de la modulation des taux de comptage des moniteurs à neutrons (Smith, 1990).

III.5.4 Vers une théorie de la modulation?

Les protons galactiques mesurés par KET ont déjà donné une vision cohérente de l'héliosphère. Les effets de dérive n'ayant pas l'importance tout d'abord escomptée, l'héliosphère est plus sphérique que prévu. C'est le cas pour cette partie du cycle solaire, dominée par la propagation des chocs interplanétaires et les ondulations de la jupe de ballerine, phénomènes dynamiques et difficiles à modéliser.

Le champ magnétique reste la base indispensable pour modéliser la propagation des particules. Les deux surprises qu'il réservait au-dessous du pôle sud, la non-dépendance de son intensité par rapport à la latitude ainsi que les fluctuations transverses, sont les deux clés pour interpréter les flux de cosmiques observés à Ulysse. Pour reprendre l'analogie des magnétosphères planétaires, l'orientation du champ magnétique héliosphérique par rapport au champ interstellaire pourrait avoir aussi son importance dans la modulation et l'entrée des particules dans l'héliosphère.

Dans l'étude de la propagation des particules, les électrons sont des outils de choix. Leur spectre apporte des renseignements directs sur les coefficients de diffusion, et leur évolution spatio-temporelle. La comparaison entre électrons et protons, à savoir entre particules chargées positivement et négativement, est un test des différents modèles de modulation. Ceux-ci resteront bien en peine de reproduire les observations d'Ulysse tant qu'ils n'auront pas un champ magnétique réaliste et les coefficient de diffusion correspondants. Cela nécessite une percée théorique sur la micro-physique de la propagation des particules.

De plus, notre vision de l'héliosphère, et de la modulation solaire, s'affine. Dans cette héliosphère plus sphérique et plus dynamique que prévu, les effets de dérive, prédominants en état statique, perdent de leur importance, comme le montrent les rapports des flux électrons et protons. La jupe de ballerine et son angle d'inclinaison joue son rôle dans la fréquence des chocs, leur extension latitudinale et leur efficacité d'écrantage, ainsi que dans l'établissement des effets de dérive.

A l'approche du minimum solaire, la jupe de ballerine devient de moins en moins ondulée, les chocs moins fréquents et violents. Les cosmiques nous confirmeront-ils que les effets de dérive s'installent dans une héliosphère moins dynamique?

LES ELECTRONS GALACTIQUES DANS L'HELIOSPHERE

Raviart et al., 1995: Variations of the High Energy Electron Flux along the Ulysses Trajectory, Space Sci. Rev., 72, 409.

Rastoin et al., 1995: Modulation Recovery of High Energy Electrons: Ulysses Observations, Adv. Space Res., 16(9), 255.

Rastoin et al., 1995: Time and Space Variations of the Galactic Electron Spectrum in the 3-D Heliosphere Explored by Ulysses, submitted to Astron. & Astroph.

LA CONCLUSION DE TELEMAQUE

LES ELECTRONS DE KET

> Fils d'Ulysse, écoutez-moi pour la dernière fois. Je n'ai instruit aucun mortel avec autant de soin que vous. Je vous ai montré, par des expériences sensibles, les vraies et fausses maximes. Vos fautes ne vous ont pas été moins utiles que vos victoires. Allez maintenant...
> (Fénelon, le Télémaque)

Quatre ans d'odyssée à travers cet espace interplanétaire, de la magnétosphère jovienne à la magnétosphère solaire. Voici quatre années je faisais connaissance avec Ulysse, avant de m'engager dans cette aventure d'apprentissage et d'exploration... Ce furent pour moi des années passionnantes passées à comprendre un instrument, KET, à traiter ses données et les interpréter au rythme des découvertes, à les modéliser si possible et les resituer dans la lignée des observations précédentes et dans les débats actuels... en suivant un "fil d'Ariane": le comportement des électrons relativistes dans un champ magnétique.

Qu'il s'agisse de la magnétosphère solaire ou planétaire, les électrons énergétiques sont des particules de test: ils subissent et révèlent des mécanismes de transport et des processus d'accélération sans exercer d'influence sur l'équilibre général et la configuration du champ magnétique. Dans chaque contexte, la trajectoire originale d'Ulysse a permis de passer d'une vision à deux dimensions à une approche, encore partielle, des phénomènes à trois dimensions.

Que nous ont donc appris, pendant ce début d'odyssée, les électrons relativistes mesurés par Ulysse? Quelle vision nous livrent-ils des magnétosphères solaire et jovienne?

Magnétosphère jovienne dans l'espace interplanétaire

Dans une magnétosphère planétaire, le champ est globalement dipolaire. A travers les observations des électrons relativistes, les différentes régions de la magnétosphère de Jupiter sont apparues clairement:

-La région la plus interne est le siège d'un champ calme où les dérives des électrons et des protons ont le temps de s'établir.

-La région intermédiaire est dominée par la couche neutre qui impose la période de rotation de la planète.

-La région très externe voit se produire, dans un champ désorganisé, des phénomènes dynamiques qu'Ulysse a mis à jour, de reconnexion magnétique et d'échange avec le milieu extérieur dans les couches limites: la périodicité de 10 heures devient celle de rotation par rapport à la direction du Soleil puisque le vent solaire influence ces régions.

La découverte par KET des jets d'électrons joviens dans l'espace interplanétaire conforte, en premier lieu, l'hypothèse de la reconnexion magnétique comme moyen de fuite "habituel" des électrons de Jupiter, et révéle l'existence d'un long libre parcours moyen dans ce domaine d'énergie.

C'est ce que vient confirmer la modélisation de la propagation de tous les électrons de Jupiter croisés par Ulysse sur son passage, depuis la Terre jusqu'aux plus hautes latitudes héliographiques encore atteintes par ces électrons.

Cette modélisation tridimensionnelle du transport interplanétaire des électrons dispose d'une source bien localisée, Jupiter, pour tester la propagation 3-D, en montrer les asymétries et mettre à jour l'importance des chocs interplanétaires et des mouvements de la jupe de ballerine.

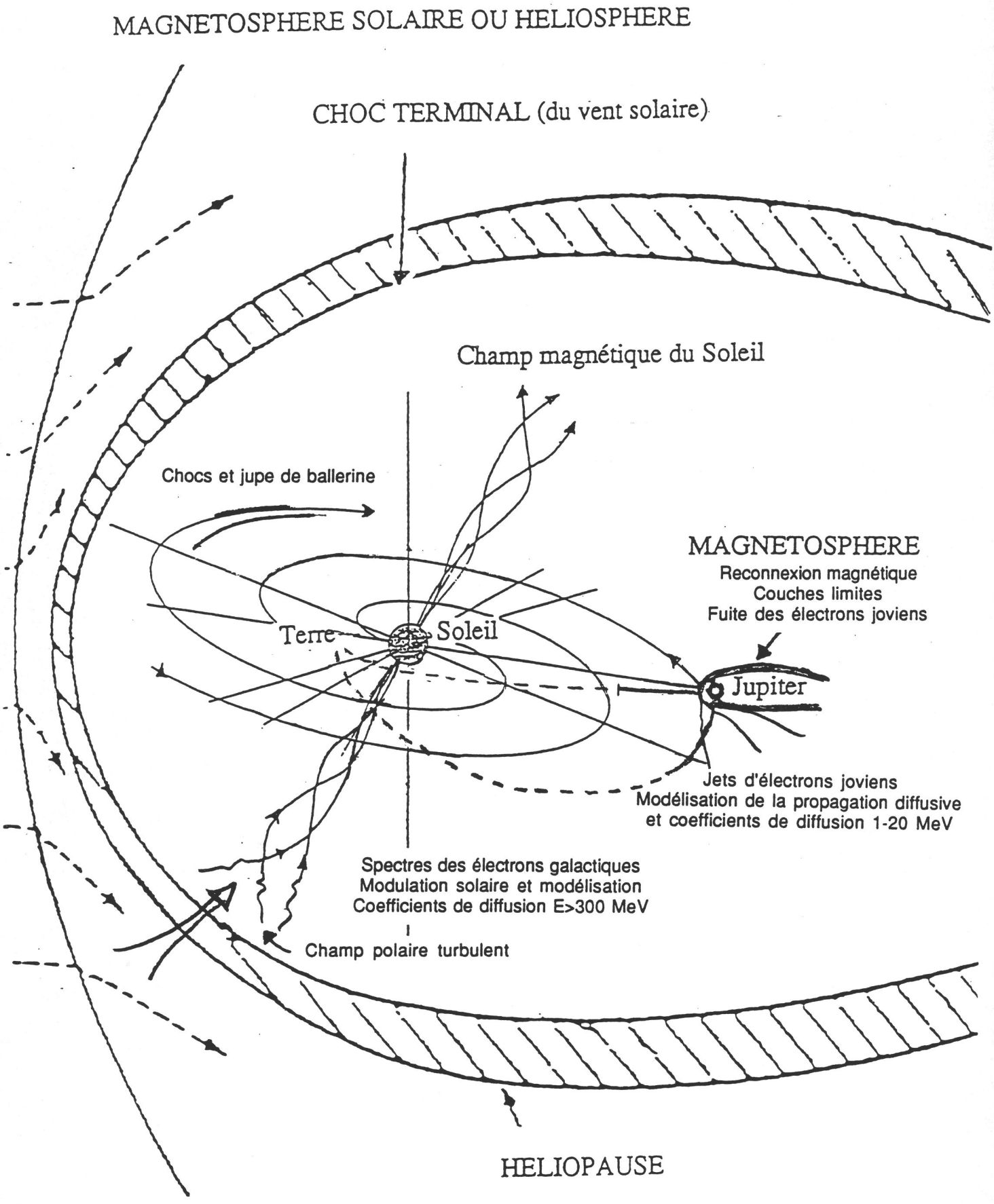


***Fig. 1:** L'odyssée des électrons joviens et galactiques*

Magnétosphère solaire

Reprenons ce qu'écrivait Bruce McKibben (1986) sur les enjeux de la mission Ulysse dans le domaine des particules et de la modulation dans la magnétosphère solaire:

"The most important role for Ulysses for the study of modulation will be to gather data. At present there is almost a complete lack of information concerning conditions at high latitudes for modulation of cosmic rays. Lacking such information, it is not surprising that modulation models are less than fully successful. Particularly important will be measurements of:

1. the latitudinal range of the shocks and other disturbances which affect modulation near the ecliptic.

2. The nucleon/electron ratio as a function of latitude, as a critical diagnostic of the role of drifts in modulation.

3. Anomalous components as a function of latitude, to determine their region of acceleration and their manner of propagation in the heliosphere.

4. Solar particles and jovian electrons, as particles produced primarly at low latitudes, to determine their extent and rapidity of latitudinal propagation in the heliosphere."

Voici donc le bilan des observations de KET: dans la magnétosphère solaire, le champ magnétique n'est pas dipolaire. Même dans la magnétosphère très interne qu'Ulysse a explorée, les effets de dérive ne sauraient s'établir autour du maximum d'activité solaire quand les chocs interplanétaires et la jupe de ballerine imposent leurs lois et leurs perturbations dynamiques. Les différents phénomènes de diffusion des particules, évolution du champ global, passages des perturbations etc... ont des échelles de temps trop comparables pour autoriser une hiérarchie immuable et pour leur associer, comme à Jupiter, des régions délimitées. C'est ce que mettent en évidence les électrons de KET: leur spectre révéle la variation des coefficients de diffusion le long de l'odyssée, et leur comparaison à celui des protons donne une limite supérieure aux effets de dérive... Ni les évolutions "à long terme" et périodiques du cycle solaire, ni les effets "à court terme" et dynamiques ne peuvent être négligés: Ulysse a montré que chacun joue son rôle dans le "moyen terme" de l'héliosphère, en cette phase du cycle solaire.

Ulysse n'a pas démérité et gageons que d'autres surprises l'attendent dans la suite de son tour d'héliosphère car il visitera à nouveau les régions polaires dans des conditions très différentes, celles du prochain maximum d'activité solaire...

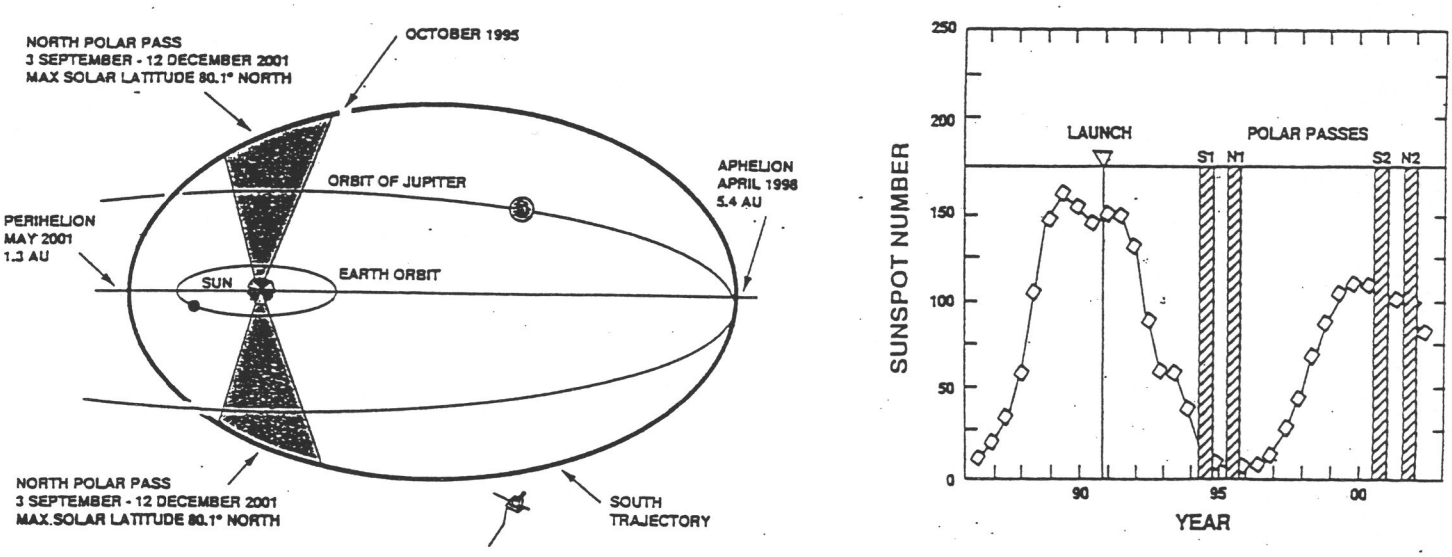


***Fig. 2:** Le futur de la mission Ulysse (International Heliospheric Study Newsletter)*

ANNEXES

ANNEXE A: UN PEU DE PHYSIQUE DES DETECTEURS

Mentor, tu veux que j'aille et que moi, j'interroge?
Qu'un jeunot de mon âge interroge un ancien...
Télémaque (Homère, Odyssée III, 90)

Heureusement, lors de ma première confrontation avec KET, je bénéficiai du travail d'un grand nombre (Sierks, 1988; Iwers, 1988) de la patience de certains, et ensuite de la fréquentation permanente de l'instrument, ce qui m'a permis de l'apprivoiser peu à peu. Voici une brève présentation partant des principes physiques de base (Longo, 1935 Ferbels, 1987) pour arriver à mieux comprendre l'ensemble de détecteurs qui constituent KET...

Fondamentalement il s'agit de faire interagir la particule incidente avec un matériau donné -et judicieusement choisi- et de mesurer l'énergie déposée là par la particule incidente ou "primaire" ou par les particules "secondaires" résultant de l'interaction. En conséquence, il est nécessaire de bien connaître les différents processus par lesquels la particule incidente va abandonner de son énergie, et quelle est la dépendance de cette perte d'énergie en fonction de la masse, la vitesse et la charge de la particule.

Perte d'énergie par ionisation

Une particule chargée hautement énergétique interagit avec les atomes et molécules de la matière traversée pour l'exciter et l'ioniser. Ecrivons la perte d'énergie $\frac{-dE}{dx}$ en eV subie par une particule de charge z au cours de sa traversée d'un matériau de un potentiel d'ionisation I. Considérons la formule générale à seule fin d'en déduire quelques conséquences pratiques:

$$\frac{-dE}{dx} = \frac{2}{\beta^2}\left[\frac{N_A}{A} Z \pi r_0^2\right] z^2 m_0c^2 \left[\ln\frac{(2m_0c^2\beta^2)^2}{I^2(1-\beta^2)} - 2\beta^2\right]$$

r_0 le rayon électronique $\frac{e^2}{m_0c^2}$, m_e la masse de l'électron;

N_A le nombre d'Avogadro; Z le nombre de charge et A le nombre atomique du matériau traversé;

$\beta=\frac{v}{c}$ la vitesse de la particule incidente rapportée à celle de la lumière.

Le premier terme entre crochets est la section efficace de Thompson, la surface efficace électronique pour 1 g/cm^2 du milieu absorbant. Il est important de noter que la perte d'énergie croît quadratiquement avec la charge de la particule incidente. A basse énergie, $\frac{-dE}{dx}$ varie en $\frac{1}{v^2}$ jusqu'à atteindre un minimum d'ionisation à l'énergie Emin et croître ensuite logarithmiquement avec l'énergie. $\frac{-dE}{dx}$ s'exprime en MeV par g/cm^2. Ce minimum d'ionisation est vite atteint pour les électrons (Emin $\approx$2 MeV) alors qu'il est à 2.5 GeV pour les protons.

Si le matériau est de grande épaisseur, la totalité de l'énergie de la particule est absorbée, le détecteur est alors appelé **calorimètre**. Le **parcours** est la distance totale d'une particule d'énergie E dans un matériau donné. Ce parcours s'exprime en g/cm^2.

Développement des gerbes électromagnétiques

Les cascades électromagnétiques conduisent à la multiplication de particules énergétiques dans le milieu par deux processus principaux:

-la production d'un photon gamma par le passage d'un électron énergétique dans le champ d'un noyau: c'est le rayonnement de freinage (brehmsstrahlung);

-la création d'une paire {électron-positron} par la matérialisation d'un photon gamma: c'est la matérialisation.

Le libre parcours moyen d'un électron avant cascade est classiquement appelée longueur de radiation X_0; elle dépend du matériau.

Chacun des électrons de la gerbe, comme ceux arrachés à la matière par les photons gamma (effet Compton), peuvent ioniser ou exciter le milieu. Ils donnent ainsi le moyen de mesurer l'énergie abandonnée par l'électron incident dans le calorimètre. Une partie plus ou moins importante de l'énergie reste sous forme de photons non absorbés: on devine qu'il est difficile de déterminer avec précision l'énergie d'un électron et que l'entreprise sera d'autant plus ardue que l'énergie sera élevée.

Effet Cerenkov

Lorsqu'un rayon lumineux pénètre dans un milieu transparent, sa vitesse $v\gamma$ se trouve réduite par un facteur $\frac{1}{n}$ où n est l'indice de réfraction du milieu. En revanche, lorsqu'une particule de haute énergie traverse la matière sans interaction, sa vitesse reste inchangée et peut devenir supérieure à la vitesse locale de la lumière. Si cette particule est chargée, elle excite alors, le long de son parcours, le milieu qui réemet des photons de désexcitation. Il existe un angle d'émission θ des photons fixe par rapport à la direction de la particule, tels que les fronts d'onde des photons rayonnés en différents points de la trajectoire soient en phase. L'interférence est destructive pour tout autre angle. Cette émission de photons est appelée effet Cerenkov, du nom du physicien soviétique qui l'a décrite.

L'émission de photons est donc limitée sur le cône de demi-angle θ tel que:

$$\cos\theta(\lambda) = \frac{v\gamma}{v} = \frac{1}{\beta n(\lambda)}$$

où $v\gamma$ est la vitesse d'un photon dans le milieu et v celle de la particule et λ la longueur d'onde considérée.

Une particule de charge z et de vitesse βc produit un nombre de photons Cerenkov I dans le domaine de longueur d'onde $[\lambda_1,\lambda_2]$ par centimètre de matériau traversé:

$$I(z,\beta,n,\Delta\lambda) = \frac{2\pi z^2}{137}\left[1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right]\left[\frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1}\right]$$

Le nombre de photons est proportionnel au carré de la charge z de la particule et dépend aussi de sa vitesse. L'indice de réfraction n détermine le seuil de détection Cerenkov: seules des particules de $\beta > \frac{1}{n}$ sont détectées. Cela correspond à un seuil β=0.938 pour le Cerenkov C1 de KET, et β=0.5305 pour C2.

Semiconducteurs

Prenons un cristal semi-conducteur entre deux électrodes pour en comprendre le principe. Une particule chargée incidente produit dans le cristal des paires {électron-trou}. Comme le cristal est semi-conducteur, il suffit de fournir à l'électron une énergie suffisante pour passer dans la bande de conduction. Le champ électrique imposé par les électrodes évite leur recombinaison et permet de mesurer un signal. Le choix d'un matériau semi-conducteur entraîne un seuil d'ionisation très bas: 3,6 eV dans le silicium contre 20 à 40 eV dans les gaz. Dans les scintillateurs, il faut en pratique 400 à 1000 eV pour créer un photoélectron dans la photocathode, en raison de l'efficacité limitée de la collection de lumière et du rendement quantique de la photocathode (cf plus loin).

Une propriété agréable des détecteurs à semi-conducteurs est leur bonne résolution: comme le seuil d'ionisation est très bas, beaucoup de porteurs libres sont produits pour une perte d'énergie donnée. Le signal de sortie est grosso modo proportionnel à l'énergie déposée et indépendante de la nature de la particule.

Plus le matériau de cette "chambre d'ionisation solide" est pur (silicium, germanium), plus le bruit de fond est réduit. L'imposition de très hautes tensions limite la recombinaison et augmente la résolution temporelle. C'est le cas des semi-conducteurs D1 et D2 utilisés dans KET.

Scintillateurs

Quand une particule chargée traverse certains types de matériaux dits scintillants (du plastique dans notre cas), elle ionise le milieu. Les matériaux scintillants (liquides ou solides) sont constitués d'un solvant et d'un soluté dont les natures chimiques restent des secrets de fabrication. Le milieu se réorganise par transfert non radiatif de l'énergie du solvant vers le soluté qui se désexcite en émettant de la lumière, avec un rendement de l'orde de 10%. C'est la **scintillation.**

Le scintillateur doit être transparent à la lumière de luminescence et doit aussi produire de la lumière dans la bande de fréquence qui excitera la photocathode du PM. Comme un matériel homogène aurait même bande d'absorption et d'émission, il faut y mêler un "changeur de fréquence" qui a pour effet de réémettre la lumière absorbée dans un autre domaine de fréquence pour lequel le matériau est transparent et qui est mieux adapté à la sensibilité du PM. C'est la technique utilisée dans KET pour les scintillateurs S2 et A.

Photomultiplicateurs

Comment passer de la lumière produite dans un Cerenkov ou dans un scintillateur à un signal électronique?

Les photons produits sont transformés sur la photocathode du PM en un signal électrique, c'est-à-dire qu'ils arrachent de la photocathode des photoélectrons qui vont être multipliés afin de donner ultimement un signal électrique perceptible par l'électronique.

Le **rendement quantique** représente le nombre de photoélectrons produits pour 100 photons incidents de longueur d'onde donnée. Un photoélectron produit des électrons secondaires dans la première dynode: typiquement 3-5 électrons secondaires. Il s'agit ensuite d'acheminer ces électrons vers la seconde dynode sans trop de perte afin qu'ils donnent naissance chacun à 3-5 électrons, et ainsi de suite. A cet effet, et pour une série d'une dizaine de dynodes, une différence de potentiel de 100-200 V règne entre les dynodes. Un photoélectron partant de la photocathode produit donc en bout de chaine $Nph=3^{10}-5^{10}$ électrons, en fixant à 10 le nombre de dynodes.

Facteur géométrique

Le détecteur mesure un taux de comptage, ou plus exactement un nombre de particules incidentes dans un angle solide donné W et dans un laps de temps donné. La "surface effective" d'un détecteur est caractérisée par son facteur géométrique G: il représente la part du flux incident traversant le détecteur. Cette géométrie dépend des particules observées. $G= \int\int dA d\Omega$, avec $d\Omega$ l'angle solide élémentaire des particules incidentes sur le détecteur, et dA la surface du détecteur qui les collecte. Pour un détecteur de surface plate A cm^2, l'intégrale devient:

$$G= \int\int A\cos\theta \, d\cos\theta \, d\phi = G \ cm^2 \text{ stéradians.}$$

$F(c/s)= I_0 G$ avec $I= I_0$ isotrope

Supposons maintenant que les coincidences et anticoincidences de signaux dans les différents détecteurs ont conduit à l'identification de particules incidentes. On définit de même le facteur géométrique d'un ensemble de détecteurs comme KET (Manno et al., 1970).

Facteur géométrique efficace

Le facteur géométrique est défini pour un détecteur, ou un ensemble de détecteurs, qui soit idéal, c'est-à-dire qui détecte avec une efficacité totale ou nulle les particules d'un type et d'une énergie donnée. C'est, hélas, rarement le cas. Le facteur géométrique efficace total intégre les effets de géométrie et d'efficacité. Il relie le nombre de particules effectivement détectées au flux incident de particules dans un angle solide donné (Sullivan, 1971) de la façon suivante:

$$G' = \frac{\text{nombre de particules détectées}}{\text{nombre de particules incidentes}} \text{ Ap en } cm^2 \text{ stéradians.}$$

Le système gagnant en complexité, les simulations Monte-Carlo deviennent le moyen le plus adapté pour calculer le facteur géométrique efficace G' d'un ensemble de détecteurs pour un flux incident donné (Sierks, 1988).

ANNEXE B: AUTOUR DU MYTHE D'ULYSSE

> Odysseus proceeds from one recognition to the next in a voyage towards the self that is Ithaque. (Steiner, p147)

Héros grec immortalisé par les épopées, Ulysse, fils de Laërte et roi d'Ithaque, reste celui qui allie ingéniosité et vaillance. Contraint de s'engager dans la guerre de Troie à cause du serment prêté, Ulysse épouse la cause grecque et déploie ses talents de diplomate (Giraudoux, Racine) et de guerrier (l'Iliade). Il lui revient d'entraîner le jeune Achille au combat, il est aussi l'un de ceux qui montent dans le cheval de Troie. Mais, sur la route du retour d'Ithaque, mille détours et dangers vont guetter le héros aux mille tours (l'Odyssée). Il arrive au pays des Cyclopes et aveugle le puissant Polyphème, ce qui exacerbe la haine de Poséidon. Malmené par les vents, il visite les îles, les anthropophages Lestrigons, la magicienne Circé qui transforme ses camarades en porcs avant de succomber au charme viril du héros grec. Il évoque les morts aux Enfers, et affronte les sirènes et les écueils, Charybde avant Scylla. Hélas, ses compagnons mangent les boeufs du Soleil et provoquent à nouveau la colère des dieux. Naufragé sur l'île de la nymphe Calypso, le héros devient captif de sa belle amoureuse pendant dix ans avant de trouver l'hospitalité de la jeune Nausicaa. Enfin de retour à Ithaque, il bat au tir à l'arc puis extermine tous les prétendants de son épouse fidèle, Pénélope aux doigts agiles à filer la laine. Et tout rentre dans l'ordre grâce à la bienveillance constante d'Athéna, la déesse de l'intelligence.

Personnage de la littérature universelle, Ulysse survit aux époques et aux genres littéraires. Héros atypique pour son usage de la technique en opposition à la force brutale, Ulysse est tantôt loué pour sa ruse, tantôt fustigé pour sa roublardise (Pindare). Le personnage est tellement insaisissable que Stendahl renonce à conter son retour et Goethe n'achève pas la pièce entreprise sur Ulysse et Nausicaa. Sous des traits souvent ambigus dans les drames de Sophocle et d'Euripide, il est réhabilité dans la poésie de Dante, psychanalysé par Freud. Joyce, enfin, se laisse séduire enfant par le personnage et ses aventures (Lamb, 1808) et Ulysse renait sous les traits de Léopold Bloom comme symbole de l'homme contemporain.

Comment, de plus, ne pas mentionner qu'il existe entre Jupiter et Ulysse un lien scientifique déjà établi. Car certains astéroïdes ont déjà reçu les noms des héros de la guerre de Troie; ils sont appelés "les planètes troyennes", et se répartissent en deux groupes:

-ceux précédant Jupiter: Achille, Hector, Agamemnon, Ulysse, Ajax, Diomède, Ménélas...

-ceux suivant la planète géante: Patrocle, Priam, Enée, Anchisen Troilus, Antiloque.

Ulysse et Jupiter ont d'ailleurs des liens littéraires bien plus antiques que ceux d'un Odyssée de l'espace (Clarke). Fils de Laërte, lui-même fils d'Arkisios, fils de Zeus, Ulysse est lointain descendant de Jupiter. Il est de plus dans l'Odyssée le "polymetis, polytropos, polymechanos" (Odyssée 13, 332), le technicien aux mille tours. Il va jusque derrière le Soleil suivre sa curiosité intellectuelle (Dante) et y entraîne ses compagnons. C'était donc bien à lui de mener la première exploration au-dessus des pôles du Soleil, après avoir rendu visite à Jupiter...

Bibliographie:

du Bellay J., Regrets
Cicéron, Des Devoirs (livre V)
Clarke, A.C., 2001 L'Odyssée de l'espace, Edition J'ai Lu, 1968.
Clarke, A.C., 2010 Odyssée deux, Edition J'ai Lu, 1968.
Clarke, A.C., 2061 Odyssée trois, Edition J'ai Lu, 1987.
D'Annunzio G., Laus Vitae
Dante, l'Enfer, La divine Comédie
Euripide, Hécube; le Cyclope, in Tragiques Grecs, Théatre Complet, Bibliothèque de la Pléiade, Ed. Gallimard, 1962.
Fénelon, le Télémaque, 1699
Freud S., Gesammelte Werke, Chronologisch geordnet 2/3, Die Traumdeutung; über den Traum, Imago Publ.
Giono J., Naissance de l'Odyssée, Les Cahiers Rouges, Editions Grasset (1938).
Giraudoux J., la Guerre de Troie n'aura pas lieu, Nouveaux Classiques Larousse (1983).
Goscinny R. et A. Uderzo, L'Odyssée d'Astérix, Les Ed. Albert René, Goscinny et Uderzo, 1981.

Homère, l'Iliade; l'Odyssée, Bibliothèque de la Pléiade, Ed. Gallimard, 1962.
Joyce J. (1922), Ulysses
C. Kavafis (1863-1933), Ithaca, in Greek Verse, Penguin, 1971.
Kazantzki (1938), L'Odyssée, Trad J. Moatti, Ed. Plon, 1971.
Kushner H.S., When bad things hapen to good people, Pan Books Publ., 1981.
Lamb C., The Adventures of Ulysses, 1808
Mandelstam O., Poèmes, Collection bilingue, Ed du Globe.
Milton J. (1608-1674), A Selection of his finest poems, Oxford Poetry Library, Oxford University Press, 1994.
Muir E. (1889-1951), The Return of Odysseus
Ovide, Métamorphoses (livre 13)
Pope A. (1688-1744), The Odyssey (1725-26) in Selected Poems, The Penguin Poetry Library, Penguin Books, 1985
Pope A., Complete Poetical Works, Oxford University Press, 1966.
Pound Ezra, Canto I, in The Penguin Book of American Verse, 1983.
Racine J. (1674), Iphigénie
Sénèque, les Troyennes
Shakespeare (1603), Troilus et Gressida, ed. bilingue, Paris Les Belles Lettres, 1975.
Sophocle, Ajax; Philoctète, in Tragiques Grecs, Théatre Complet, Bibliothèque de la Pléiade, Ed. Gallimard, 1962.
Steiner G., Real Presences, Faber & Faber, 1989
Stevens W., in The Penguin Book of American Verse, 1983.
Lord Tennyson (1833), Verses, Selection by Lord David Cecil, Faber and Faber, 1971

En musique:
Brassens, Pénélope, Ed. Musicales, 1960
Dallapiccola L., Ulysse
Monteverdi C., Le retour d'Ulysse dans sa patrie

Pour en savoir plus
Dictionnaire des mythes littéraires, dirigé par P. Brunel, Ed. du Rocher, J.-P. Bertrand Ed., 1988.

ANNEXE C: KET TESTE EN ACCELERATEURS

En attendant l' retour d'un Ulyss' de banlieue
Penchée sur tes travaux de toile
N'as-tu jamais en rêve au ciel d'un autre lit
Compté de nouvelles étoiles (G. Brassens, Pénélope)

Afin de connaître la réponse de KET aux différentes particules de diverses énergies, il est nécessaire de largement recourir aux tests en accélérateurs qui l'ont étalonné et ceci nous plonge dans l'histoire de l'instrument lorsqu'il était encore sur terre, histoire complexe dont les fils s'entremêlent à travers changements de noms et de caractéristiques.

Un instrument longuement testé

Histoire passionante aussi qui montre le déroulement d'un projet spatial et le travail d'une équipe sur plus de dix ans avant le lancement.

Il était donc une fois un instrument qui voulait voler un jour... On en construisit deux exemplaires, légérement différents, avec l'idée de choisir le plus apte à remplir la mission assignée, après tous les tests qui permettraient d'en juger. Ces deux intruments furent néanmoins baptisés dès leur naissance, l'un 'FM' (Flight Model, ou modèle de vol), et l'autre "FS" (Flight Spare, ou modèle de vol de rechange). A part cette différence de noms, ils furent traités pareillement, et étalonnés de même. Aucune discrimination ne fut pratiquée mais l'on nota soigneusement leurs différences de comportement. En décembre 84, on sélectionna celui qui volerait: "FM" devint "SFS" ("Selected Flight Spare") et "FS" devint "SFM" ("Selected Flight Model"), ce dernier étant choisi a priori pour s'envoler dans l'espace. Il se montra néanmoins moins stable dans ses caractéristiques que son compagnon, particulièrement dans l'efficacité de C1, ce qui lui valut d'être destitué de son titre en 88. Et comme souvent homme varie, ce fut l'instrument "SFS" qui s'envola en 90, tandis que son compagnon, après maintes péripéties, coule des jours tranquilles, mais sans gloire, dans une pièce du Service d'Astrophysique...

Ceci clarifie une première terminologie: SFS ou SFM. Maintenant venons- en aux tests en accélérateurs du SFS puisque c'est lui dont nous cherchons aujourd'hui à exploiter les observations.

Rappelons l'historique des tests en accélérateurs pour le modèle SFS.

Année	Date	Lieu	Particules du faisceau
1982	12-14 Oct	JPL	SRTG: rayonnement γ
1984	1-5 Nov	DESY	e^- 150-5000 MeV
1985	27-30 Jan	BONN	e^-:30-1200 MeV
1985	11-15 Mar	MOUND	RTG: rayonnement gamma
1985	21 Mar-1 Avr	ORME	e^+:7.5-175 MeV; π^+, μ^+
1985	12-15 Aout	CERN/PS	p 1-5 GeV; e^+, π^+, μ^+

Table C2: Liste des essais en accélérateurs

Abréviations, chacune en langage indigène:
JPL: NASA Jet Propulsion Laboratory, Pasadena
SRTG: Simulated Radioisotope Thermal Generator
DESY: Deutsches Elektronen SYnchrotron I
BONN: Physikalisches Institut, Universität Bonn; Synchrotron 2.5 GeV
ORME: Accélérateur Linéaire, Gif sur Yvette
CERN/PS: Centre Européen pour la Recherche Nucléaire, Aire de test Est, Genève
MOUND: Mound Laboratories, Monsanto Corp., Miamisburg (Ohio)
RTG: Radioisotope Thermal Generator

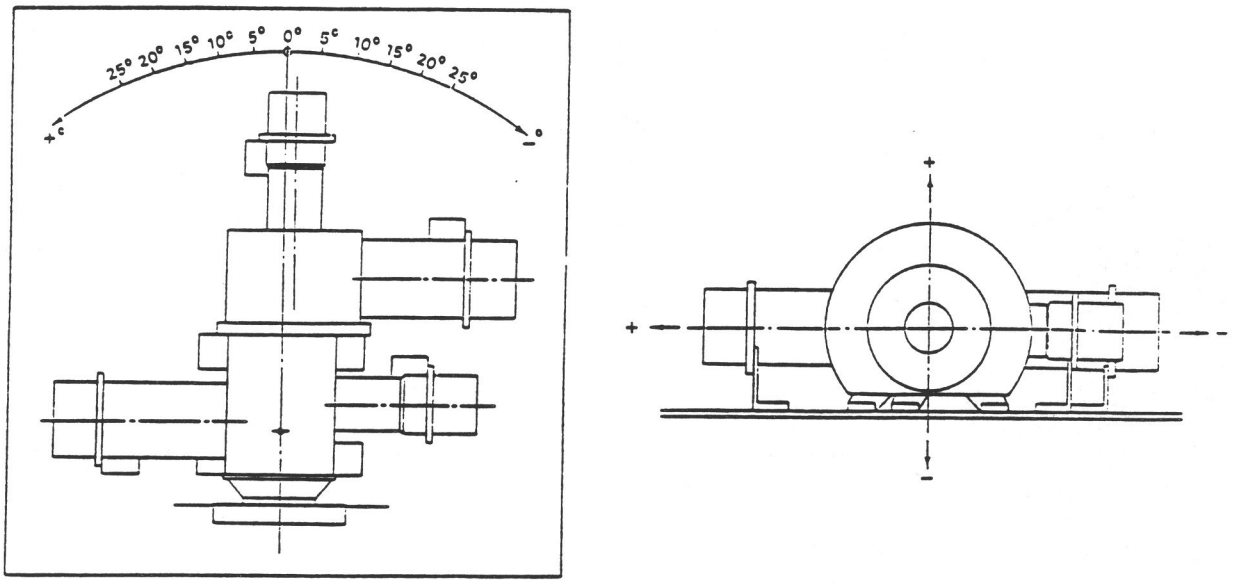


Fig. C1: Définition de l'angle d'incidence relatif et du déplacement axial de KET lors des tests en accélérateurs

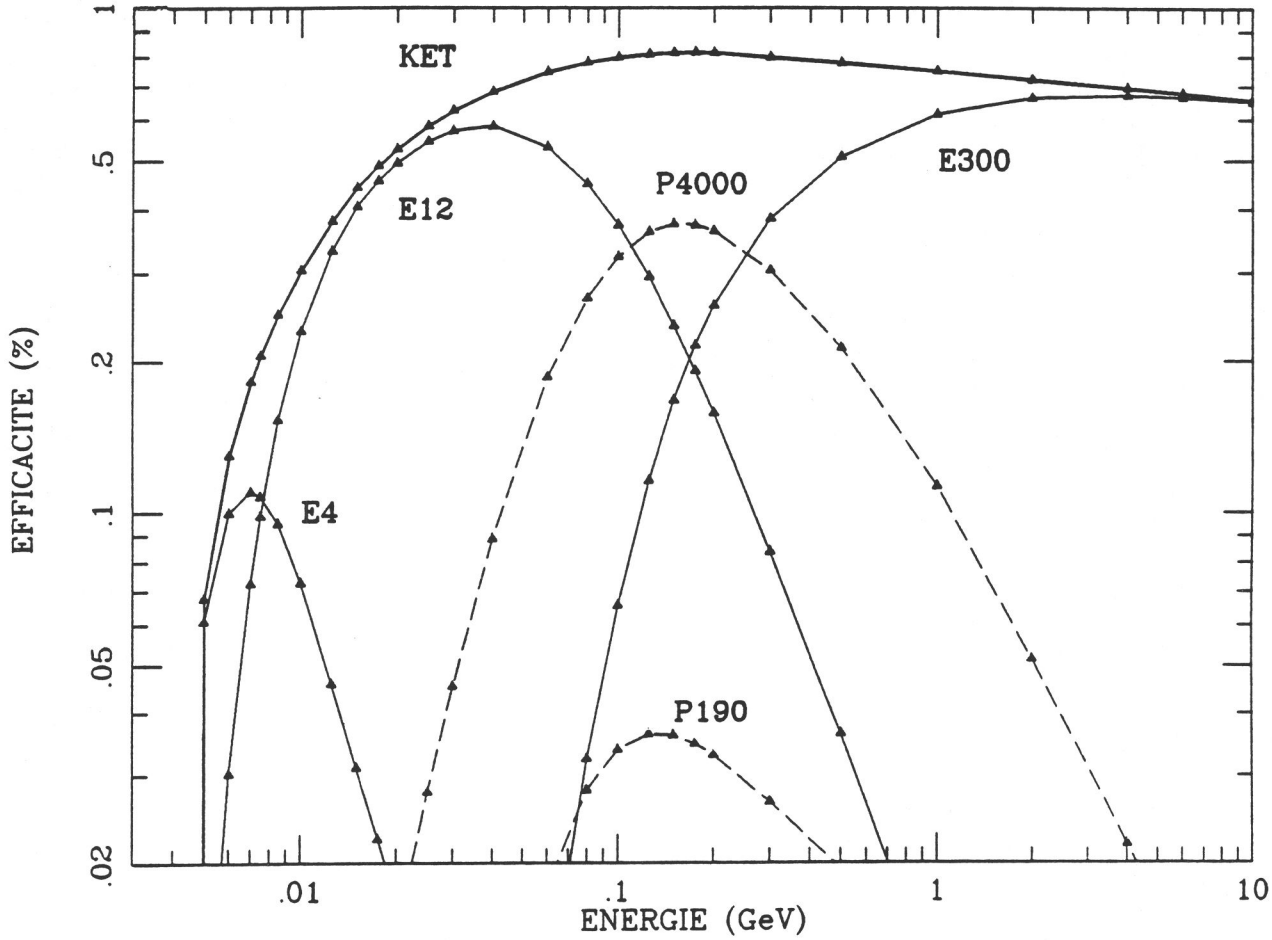


Fig. C2: Efficacité des voies de KET pour un faisceau parallele d'electrons.

Au cours de ces tests, différents paramètres ont varié:
- le type de particules du faisceau
- leur énergie
- l'angle d'incidence ou le déplacement axial (Fig. C1)
- la configuration de l'instrument (définition des modes spéciaux, et des paliers des hautes tensions; Annexe E)
- d'éventuelles interpositions de matériau.

Corrections de DESY

Entre les tests en accélérateurs de DESY et de BONN, il y a eu changement du seuil C21 et du gain S2. En effet, il a été observé à DESY que, dès 2 GeV, le signal S2 des électrons saturait à sa plus haute valeur (S2=256). La décision a alors été prise de diviser le gain S2 par 2, d'où, en raison du codage logarithmique du signal, un décalage de 26 canaux que nous avons déterminé en comparant les spectres S2 à BONN et à DESY.

Le changement du seuil C21 est sans influence sur l'analyse bidimensionnelle C2-S2 qui ne tient pas compte de la séparation entre P4000 et E300.

Mon programme de traitement des résultats en accélérateurs se limite à effectuer ces dérives en canaux. Il ne cherche pas à reconstituer l'information spectrale perdue à cause de la saturation en S2. Les tests permettent de vérifier les efficacités des voies pour un faisceau parallèle de particules monoénergétiques, calculées par ailleurs avec une simulation Monte-Carlo (Fig. C2).

Traitement des données des tests:

-Exploration systématique de tous les runs archivés. Une première analyse et exploitation des différents tests a été réalisée par L. Treguer. Tout en en tenant compte, je l'ai entièrement refaite avec les buts et les critères qui étaient les miens.

-Sélection des tests fiables et utiles à Bonn, l'Orme et Desy pour les électrons de toutes énergies, ainsi qu'au CERN pour les protons de 5 GeV (cf tableaux ci-dessous)

-Application des corrections nécessaires puisque, entre les tests à DESY et ceux effectués à Bonn, KET a changé de caractéristiques.

-Programmation du traitement et de la visualisation bidimensionnelle des tests.

Première analyse: dérive en canaux des détecteurs (§ III.3)

Cette analyse a été menée avec les tests utilisant un faisceau parallèle de protons de 5 GeV et en analysant la voie P4000. Les différents tests effectués avec différents angles d'incidence ont été analysés afin de reconstituer la réponse à un flux isotrope de particules. Il a bien évidemment fallu soigneusement normaliser chaque test. Nous avons ainsi obtenu les spectres dans les détecteurs C2 et S2 d'un flux isotrope de protons de 5 GeV, spectres mesurés en accélérateur.

Il s'agit maintenant de les comparer à leur alter ego juste après la mise sous tension dans l'espace. En comparant les spectres obtenus en accélérateurs et en plein ciel, tout au long de l'Odyssée, on obtient la dérive en canaux des détecteurs C2 et S2 et on peut appliquer cette correction. Elle nous intéresse en premier lieu pour corriger judicieusement P4000, et par la même les comptages des électrons de hautes énergies.

Les tests

Voici tous les tests exploités afin de définir la réponse de KET aux électrons de diverses énergies. Les accélérateurs sont ceux de l'Orme, de Bonn et de DESY. En dernier lieu, sont recensés les essais avec un faisceau de protons de 5 GeV, effectués au CERN, et fort utiles aussi (§III.3). Dans les tables qui suivent, les nombres indiqués pour chaque voie (ie colonne) les comptages totaux pendant le test en accélérateur.

1. DETECTION DES ELECTRONS FONCTION DE L'ENERGIE

Accélérateur: Orme des Merisiers
Modèle: SFS
Bande magnétique (BM)=2 sur cahier, 3 sur CD

Energie MeV	BM	Dis	Run	E4	E12	E300	P4000	Remarque
7.5	**2**	**20**	**33**	**684**	**604**	**0**	**2**	**P1=22**
7.5	**2**	**20**	**34**	**356**	**265**	**0**	**1**	**P1=17**
10	2	10	239	1154	3085	2	43	P1=51
10	2	10	240	2381	4350	3	73	P1=646,FM6
10	**2**	**20**	**35**	**78**	**248**	**0**	**1**	**P1=11**
10	**2**	**20**	**36**	**115**	**267**	**0**	**5**	**P1=70,FM6**
15	2	10	241	261	3039	1	68	P1=16
15	2	10	242	491	2966	3	73	P1=118,FM6
20	2	11	243	103	3111	4	95	P1=9
20	2	11	244	259	4104	4	149	P1=101,FM6
20	**2**	**19**	**31**	**60**	**1934**	**0**	**58**	**P1=13**
20	**2**	**19**	**32**	**58**	**1303**	**0**	**37**	**P1=37,FM6**
25	2	11	245	71	3124	2	180	P1=6
25	2	11	246	102	2888	2	154	P1=72,FM6
30	**2**	**12**	**247**	**25**	**1833**	**0**	**142**	**P1=10**
30	**2**	**12**	**248**	**57**	**3456**	**4**	**281**	**P1=72,FM6**
40	2	12	249	18	2276	7	322	
40	2	12	250	32	2186	4	261	P1=50,FM6
50	2	13	251	13	2099	14	438	P1=8
50	2	13	252	22	2530	19	499	P1=59,FM6
50	2	16	15	18	2225	9	469	5mm, main=500
50	**2**	**18**	**27**	**17**	**2180**	**21**	**522**	**P1=51,FM6**
50	2	18	23	10	1654	12	332	P1=14
50	**2**	**19**	**29**	**29**	**3424**	**26**	**787**	**P1=8**
60	2	6	229	15	2903	32	912	P32
70	2	6	230	8	1826	44	864	P32
80	2	6	231	5	1170	74	721	P32
90	2	7	232	8	1401	135	1046	P32
100	2	7	233	12	1203	205	1119	P32
100	**2**	**20**	**37**	**1**	**470**	**87**	**465**	
100	**2**	**20**	**38**	**1**	**456**	**80**	**376**	**P1=31,FM6**
120	2	21	42	1	200	87	232	P1=10
120	2	21	43	3	497	181	605	
125	2	7	234	3	730	333	950	
150	2	7	235	2	156	116	274	P190
150	2	7	236	1	442	353	704	P190
150	**2**	**17**	**22**	**1**	**335**	**252**	**536**	
150	**2**	**20**	**39**	**0**	**240**	**207**	**385**	**P1=40,FM6**
175	2	7	237	2	313	391	668	P190
175	2	9	238	17	1232	1488	2484	P190

PS: en gras sont ecrites les mesures de la selection précédente (Tréguer, en 1986).

2. CALIBRATIONS DISPONIBLES DES ELECTRONS, FONCTION DE L'ENERGIE

Accélérateur: BONN
Modèle: SFS
Bande magnétique=1 sur cahier, 2 sur CD

Energie MeV	BM	Dis	Run	E4	E12	E300	P190	P4000	Remarque
30	1	32	180	88	1061	2	13	113	coll4 4
30	1	32	181	30	387	1	2	27	coll4.4, FM6
50	1	30	170	4	524	2	127	107	P1=644, coll4 4
50	1	34	195	110	3577	18	69	728	P1=169
50	**1**	**31**	**176**	**40**	**1753**	**10**	**42**	**384**	**coll 4 4**
50	1	31	177	86	2142	26	44	454	coll4 4,FM6
75	1	31	174	30	1688	57	68	763	
75	1	31	175	67	2174	80	106	940	FM6
100	1	30	168	3	761	111	232	718	coll4 4
100	1	30	169	1	941	132	315	784	coll4 4,FM6
100	1	31	173	35	1766	262	118	1579	coll4 4
100	1	32	183	268	16595	2172	1311	13930	
100	1	17	76	57	4442	578	306	3621	
100	1	34	193	3	299	41	17	239	
150	1	34	194	24	1512	975	206	2379	
150	**1**	**23**	**120**	**15**	**1006**	**636**	**129**	**1540**	
150	**1**	**23**	**121**	**11**	**1042**	**727**	**135**	**1590**	**FM6**
150	**1**	**23**	**122**	**13**	**1200**	**905**	**159**	**1974**	**A1**
200	1	23	118	4	210	312	37	505	
200	1	23	119	12	600	1074	126	1330	
300	**1**	**22**	**112**	**7**	**365**	**1675**	**102**	**1281**	
300	**1**	**22**	**113**	**8**	**326**	**1731**	**91**	**1163**	**FM6**
300	**1**	**22**	**114**	**7**	**282**	**1684**	**99**	**1056**	**A1**
400	1	23	117	2	207	1880	78	933	
500	1	22	108	1	142	1942	73	748	
500	1	22	109	4	237	3716	107	1358	FM6, d1=0?
500	1	24	125	12	1339	22630	770	8783	int
500	1	24	126	7	92	1597	55	629	coll 4 4?
500	1	25	131	37	418	4113	28	447	FM6,coll,P1
500	1	30	164	0	173	2956	97	1056	FM6
500	1	31	172	10	197	2227	66	898	coll4 4bis
600	**1**	**17**	**78**	**1**	**110**	**2681**	**75**	**858**	
600	**1**	**20**	**99**	**12**	**94**	**2378**	**58**	**665**	**int.**
600	**1**	**20**	**100**	**8**	**89**	**2046**	**45**	**582**	**int., FM6**
600	**1**	**20**	**101**	**3**	**78**	**1685**	**47**	**472**	**int., AO1**
600	1	21	106	7	76	1509	61	519	+10mm, D1=D2
600	1	21	107	3	97	2201	43	762	-10mm, D1=D2
700	1	17	77	3	117	3821	95	1039	
800	1	19	92	2	75	3052	54	664	
800	1	19	93	8	82	3951	56	805	FM6
1000	**1**	**17**	**82**	**1**	**50**	**3126**	**47**	**506**	
1000	**1**	**17**	**83**	**4**	**53**	**2765**	**33**	**431**	**FM6**
1000	1	19	95	434	9017	46665	391	81241	
1000	1	20	98	5	207	10329	153	1779	int.
1100	1	17	81	2	58	2625	34	408	
1200	**1**	**17**	**79**	**3**	**64**	**3305**	**44**	**471**	
1200	**1**	**17**	**80**	**9**	**67**	**3434**	**45**	**445**	**FM6**

3. CALIBRATIONS DISPONIBLES DES ELECTRONS, FONCTION DE L'ENERGIE

Accélérateur: DESY
Modèle: SFS
Bande magnétique=1 sur cahier, 2 sur CD

Energie MeV	BM	Dis	Run	E4	E12	E300	P190	P4000	Remarque
30	1	32	180	88	1061	2	13	113	coll4 4
150	1	5	22	5	691	322	123	1522	no coll
200	1	5	21	3	524	666	145	1555	coll20
200	1	6	26	5	49	76	25	330	
300	**1**	**5**	**20**	**2**	**426**	**2150**	**240**	**2562**	**coll20 by20**
500	**1**	**4**	**19**	**0**	**67**	**1199**	**66**	**678**	
750	**1**	**4**	**18**	**0**	**47**	**2328**	**75**	**740**	
1000	1	1	1	1	42	1995	40	525	coll5 5
1000	**1**	**3**	**14**	**1**	**43**	**2694**	**54**	**692**	
1000	1	6	30	3	21	619	243	804	
1000	1	7	31	0	12	373	145	563	+10°
1000	1	7	40	0	0	9	5	11	+10°
2000	**1**	**3**	**15**	**2**	**17**	**2431**	**25**	**329**	
3000	**1**	**4**	**16**	**1**	**10**	**1186**	**12**	**85**	
5000	**1**	**4**	**17**	**0**	**6**	**1071**	**2**	**49**	

4. FAISCEAU DE PROTONS DE 5 GeV avec angle d'incidence variable

Accélérateur: CERN
Modèle: SFS
Bande magnétique=2 sur cahier, 3 sur CD

BM	Disquette	Run	Angle
3	039	082	0°
3	044	119	180°
3	043	113	+5°
3	043	114	-5°
3	043	112	+10°
3	043	115	-10°
3	042	108	+15°
3	044	116	-15°
3	043	110	+17°
3	044	120	-163°
3	042	104	+20°
3	042	105	-20°
3	042	107	+22°
3	042	106	-22°

ANNEXE D: LES SPECTRES DES PRECURSEURS D'ULYSSE

Nuit d'insomnie. Homère. Et des voiles qui se tendent
Je n'ai lu qu'à peine la liste des vaisseaux. (O. Mandelstam)

Depuis les années 60, c'est-à-dire au cours des deux cycles solaires précédents, un certain nombre d'instruments, à bord de ballons puis de satellites, ont fourni des spectres d'électrons. Ce sont leurs histoires, leurs difficultés et leurs résultats que nous voudrions retracer ici brièvement afin de mettre en perspective les résultats de KET...

Histoire des prédécesseurs d'Ulysse

Ils ont été embarqués soit sur divers ballons et soit sur des satellites, OGO-5, HEOS-A1 puis ISEE-3. Il y a toute une partie des expériences qui étaient exclusivement consacrées à l'étude du spectre à hautes énergies, après 5 GeV, et que j'ai omises ici, car l'accord est finalement général, et le spectre peu modulé. Quant aux électrons d'énergies en dessous de 5 GeV, Evenson et Meyer (84) recensait 14 observations dignes de confiance entre 65 et 82. Notons que HEOS/ A1 n'a fourni de données précises que sur les électrons solaires (Bland et al., 70).

- Un problème commun à toutes les expériences est celui de l'étalonnage. Celui-ci est réalisé en accélérateur à l'aide d'un faisceau d'électrons, soit par simulation Monte Carlo. Dans le premier cas, la gamme d'énergie et les directions d'incidence sont limitées et nécessitent des extrapolations. Dans le second, il faut vérifier le modèle avec des données en accélérateur, et ce n'est pas toujours fait.
- Pour les expériences en satellite, le bruit de fond principal est dû aux protons cosmiques, soit par détection directe, soit par la création dans le satellite de photons gammas ou d'électrons de haute énergie. La directivité des détecteurs (lumière Cerenkov, temps de vol) est alors utilisée pour éliminer au maximum la production locale.

-Chaque instrument en ballon met à profit les observations durant la montée du ballon pour estimer le flux de secondaires. A basse altitude, le flux observé est essentiellement secondaire et varie avec la colonne d'atmosphère au-dessus de l'expérience. Par extrapolation, le flux de secondaires est estimé là où les primaires contribuent aussi au flux total. Mais le ballon et sa vitesse ascensionnelle jouent ici un rôle crucial. La correction des électrons secondaires atmosphériques nécessite aussi la modélisation de la formation des gerbes atmosphériques. Les modèles se sont affinés au fur et à mesure, après des désaccords initiaux (Beuermann, 1971; Daniel and Stephens, 1974; cf Daugherty et al., 1975). D'où de nombreuses réanalyses de mêmes données... Le spectre de primaires à l'altitude maximale atteinte est ensuite obtenu en soustrayant du spectre observé la part semi-empirique, et non négligeable, des secondaires. Il faut enfin extrapoler le spectre de primaires au sommet de l'atmosphère en corrigeant des pertes de rayonnement de freinage et d'ionisation durant la traversée atmosphérique

-De plus, pour les électrons de basses énergies, la localisation de l'expérience n'est pas indifférente et il vaut mieux se placer au plus près du pôle Nord géomagnétique, en raison de l'existence d'une rigidité seuil due au champ magnétique terrestre. Classiquement, le site américain est le Fort Churchill, Manitoba, où le "cutoff" géomagnétique est de quelques centaines de MV le jour, et 20 MV la nuit (Hovestadt & Meyer, 70). D'abord omise, la prise en compte du phénomène a aussi conduit à des réanalyses de données à répétition

-Ajoutons en dernier lieu que les particules solaires ou joviennes interviennent aussi à basses énergies (L'Heureux et Meyer, 1976)...

Avant 1965, deux expériences indépendantes donnent des mesures très peu précises en dessous de 200 MeV; je ne les ai pas utilisées ici plus avant car l'intérêt en est surtout historique (Schmoker & Earl, 1965; Waddington et Freier, 1965). Avec l'augmentation du nombre de ballons et d'expériences, les contreverses se font jour, culminant à la conférence de Budapest (ICRC, 69; cf la revue qu'en fait Verma, 70). Les instruments ont été analysés plusieurs fois jusqu'à arriver à un meilleur accord dans les années 70. Voici donc les précurseurs d'Ulysse dont vous pouvez trouver les portraits (Fig D2):

-l'instrument pionnier LHf (L'Heureux, 67) modernisé ensuite (Fan et al., 69).

-l'instrument HA de Hartman (67), analysé aussi par Fanselow (68), réanalysé par Fanselow, Hildebrand et Hartman (69) puis par Evenson et al.(81).

-l'instrument WE (Webber & Chotkowski, 67), testé ensuite de nouveau en accélérateur (Webber and Rockstroh, 73), avec la même méthode de dérivation du spectre que Hovestadt et al.(71) et un instrument très semblable.

-l'instrument BE, analysé par Beuermann (71), qui n'a jamais eu droit à un article le présentant, à ma connaissance.

- le Cerenkov à gaz, DHS, de Daugherty, Hartman and Schmidt (1975). Celle-ci trouve des flux plus hauts autour de 200 MeV. De façon surprenante, cela ne semble pas dû à des différences dans le calcul des secondaires car l'équipe HO lui a appliqué sa propre méthode de calcul des secondaires et a retrouvé la même chose (Caldwell et al., 77).

-l'instrument FI, franco-italien, analysé par Bland et al. (70) et embarqué à bord du satellite HEOS.

-l'instrument BU, d'abord embarqué en ballon depuis Kiruna (Suède) ou DeBilt (Pays-Bas) (Bleeker et al., 68, Rogowski et al., 69), l'est ensuite sur OGO-5 (Burger & Swanenburg, 73, 74).

-l'instrument HO (Hovestadt et al., 70, 71; Schmidt, 72). Il y a deux exemplaires identiques qu'utilisent Evenson et al. (79, par exemple). Une version modifiée HOn a été construite par Fanselow et al. (71), et une autre HOm par Webber et al., 73. Cette dernière équipe utilisait auparavant un autre instrument WE(cf plus haut) et a fait voler la partie du télescope HOm1, dE/dx * E, en ballon en 69, 71, 72 (cf Webber et al., 73). L'instrument HO proprement dit (Hovestadt, 1970) est d'abord exploité à Chicago (analysé par Fulks et al., 73, réanalysé par Fulks, 75), puis au Bartold Research Institute à partir de 1984 (Evenson, 84, Tuska, 91).

Plusieurs instruments en ballon apparaissent ainsi avec diverses modifications, utilisés par les mêmes équipes (Daugherty et al., 75) et les pistes bibliographiques ne sont pas toujours aisées à suivre... Notons que HO a ainsi volé en ballons simultanément avec les observations embarquées sur OGO-5 (1968-1972) puis sur ISEE-3 (1978) fournissant un intéressant complément.

A bord de OGO-5 ont donc embarqué deux instruments, celui de Chicago LH (L'Heureux et Fan., 1972) et BU (Burger and Swanenburg, 73). Puis vint le temps de ISEE-3 à partir de 1978 avec l'instrument de Chicago MEH (Meyer and Evenson, 1978). Celui-ci fut réanalysé en même temps que HO par Tuska, 91.

L'ère spatiale a donc commencé avec le satellite OGO-5 lancé en Mars 68. L'orbite du satellite est approximativement équatoriale (31°) et hautement excentrée avec une apogée de 147 000 et une période de 2,6 jours (L'Heureux et al., 72). Le 5 décembre 1968, le satellite HEOS est lancé avec une orbite encore plus excentrée (223 000 km à l'apogée). Ensuite vint ISEE-3 (International Sun-Earth Explorer-3) qui fut rebaptisé ICE (International Cometary Explorer) après sa rencontre avec la comète Giacobini-Zinner le 11 Sept. 1985. Cétait le premier satellite artificiel à croiser ainsi une comète, mais ce n'est pas ce qui nous intéressera ici.

Voici donc la substantifique moelle d'une synthèse laborieuse de ces différentes observations. La trame temporelle et les références correspondantes sont développées ici, pour montrer les nombreuses analyses, réanalyses et corrections.

FIG. 3. Differential kinetic-energy spectra of interplanetary and interstellar electrons. Curve 1: composite interplanetary electron spectrum observed near Earth. Closed squares: our measurement. Curve 2: demodulated, galactic electron spectrum, extrapolated smoothly to higher energies, assuming no modulation above 5 GeV. Open squares: our demodulated data points. Curve 3: interstellar secondary-electron spectrum for 4-g/cm^2 matter (Ref. 2) with added contribution of knock-on electrons [T. L. Cline and F. B. McDonald, Can. J. Phys. 46, 761 (1968)]. Curve 4: primary electrons, obtained by subtraction of curve 3 from curve 2. Curve 5: $E^{-2.5}$ power-law extrapolation from higher energies.

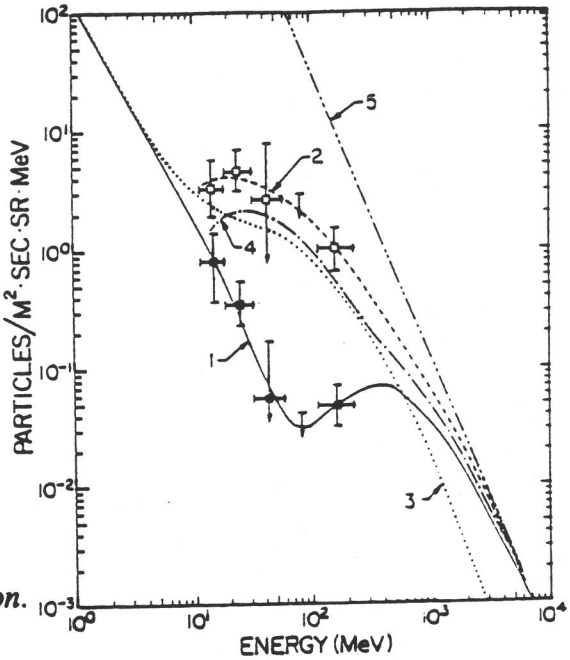


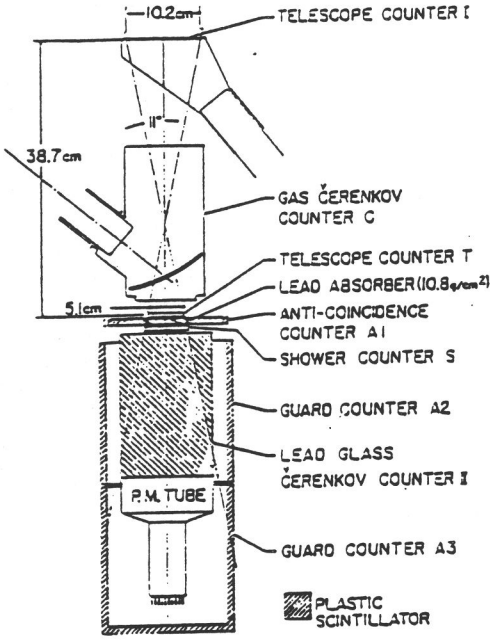
Fig. D1: Comment obtenir un spectre primaire en ballon.

Expérience	Année(s) Observation	Energies GeV	Référence	Commentaires Resolution (énergie GeV) Mesure e+?
LHf/ballon	64r;65	.02-5.5	L'Heureux, 67a	32% (.7)-11%(2.)
	64-66	.03-4.	L'Heureux & Meyer, 68	
HA/ballon	64	.05-3.	Hartman et al., 65	e+/e-
	65	.04-10.	Hartman, 67a	e+/e-
	65	.09-8.4	Fanselow, 68a,r (Fanselow,69; Evenson, 81)	e+/e-
	65r-66	.17-14.3	Fanselow et al., 69	e+/e- prb cutoff (Evenson, 83)
DHS/ballon	72	.05-.8	Daugherty et al., 75a	30%(.05-.14) et e+ mauvais alignement axes
DHSnew	74	.07-.8	Hartman & Pellerin, 76a	e+/e-
FI/HEOS	68-69	.008-.3	Bland et al., 70a	50%(.4)
WE/ballon	65-66	.07-2.4	Webber & Chotkovsky, 67r	
	66r		Webber, 68r	
	65r-68r	.5-3.	Rockstroh & Webber, 69	
WE	68	.2-15.	Beedle et al., 70	
WE	71	.5-30.	Webber et Rockstroh, 73	
HOm/ballon	71;72		Webber et al., 73a	
HOm1, WE	69,71;72	.001-.05		
WE;HOm			Rockstroh, 77 (Evenson,83)	
BE/ballon	68	.01-.2	Beuermann et al., 69	25%(.1)-50%(.2)
	68		Beuermann et al., 71a	
HO/ballon		.2-10	Hovestadt et al., 70	40%(0.1)-20%(1.)
	68-69	.02-20.	Hovestadt et al, 71	
	68-70	.35-15	Schmidt, 72r	contamination protons
	68r-72r		Fulks, 75	
	73-74	.4-20.	Caldwell et al., 75r	prb secondaires (Daugherty et al, 74)
	74-75	.4-20.	Caldwell et al., 77r	hysteresis
	69-75r	.2-6.	Evenson et al, 79	e/p et pas de données dans la montée du ballon
	65r;79	.2-.6	Evenson et al., 81	réanalyse seulement
HO/ballon	65;69;77	.2-10.	Evenson et al., 83	
HO=LEE	70-79		Tuska, 91a	20%(1); 30%(5.7); >40%
LH/OGO-5	68	.01-.2	Fan et al., 69r	35%(.01)-80%(.2)
LH/OGO-5	68r	.01-.2	L'Heureux et Fan, 72	25%(.01)-90%(.2)
LH/OGO-5	68-72	.01-.2	Fulks et al., 73	
& HO/ballon	68-72	.2-20.	Fulks, 75	
LH/OGO-5	68-71	.01-.2	L'heureux & Meyer, 76	Origine jovienne
HOn	67;68	2.-200.	Fanselow et al., 71a	
BU/ballon	65-66	.5-10.	Bleeker et al., 68	
BU/OGO	68	.5-10.	Bleeker et al., 70	75%(.5)-35%(5.5)
BU/OGO-5	68-70	.5-7.	Burger & Swanenburg, 73	hysteresis
BU/OGO	72	.5-10.	Burger & Swanenburg, 74	
MEH/ISEE3	78-83	.2-1.	Evenson & Meyer, 84a	75% (Tuska, 1990)
& HO/ballon	79; 82			
MEH/ISEE-3	78-84	.6-1.	Garcia-Munoz et al., 86	
& HO/ballon	82; 84			
MEH/ISEE-3	78-87	.6-1.	Garcia-Munoz et al.,87	
MEH/ISEE=ICE	79-87		Tuska, 91a	
ULYSSE	**91-...**	**.3-15.**	**Raviart et al., 95**	

r= réanalysé
a=première description de l'instrument et/ou première explication de l'analyse des données

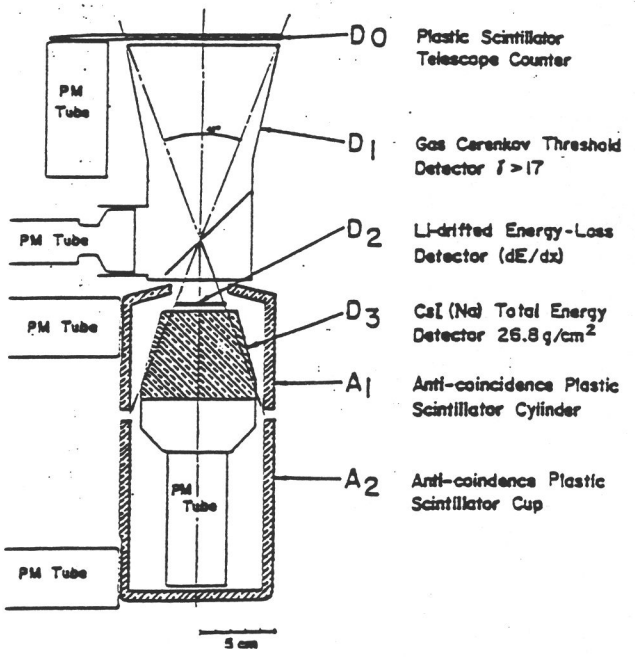
Table D2: Analyses et réanalyses des spectres d'électrons cosmiques

1



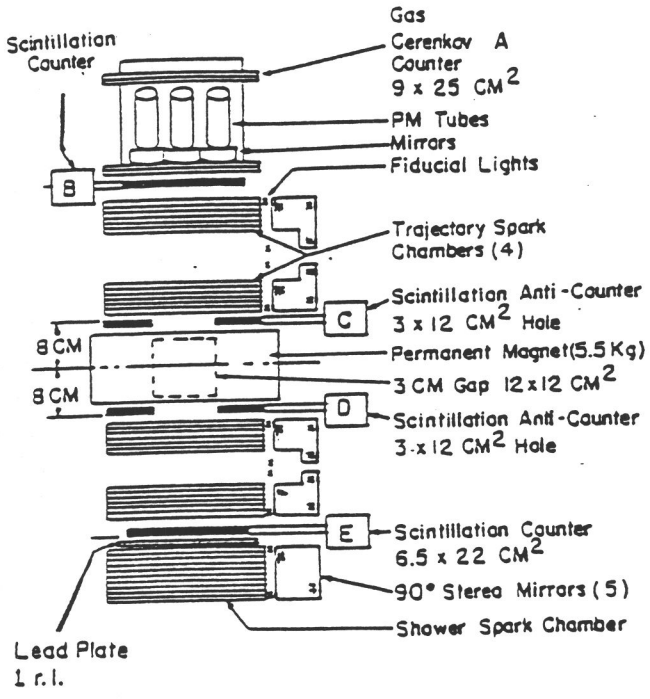
INSTRUMENT LHf (L'Heureux, 1967)

2



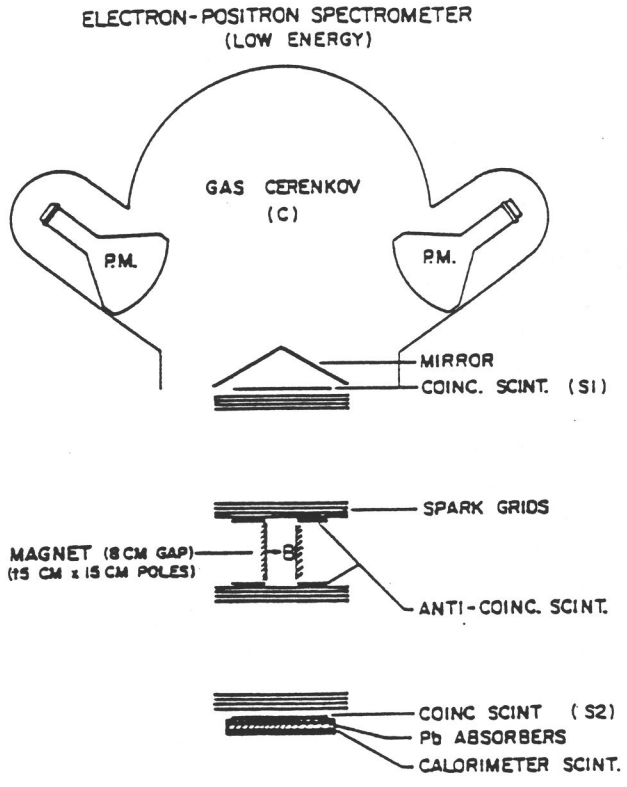
INSTRUMENT LH (L'Heureux, 1972)

3



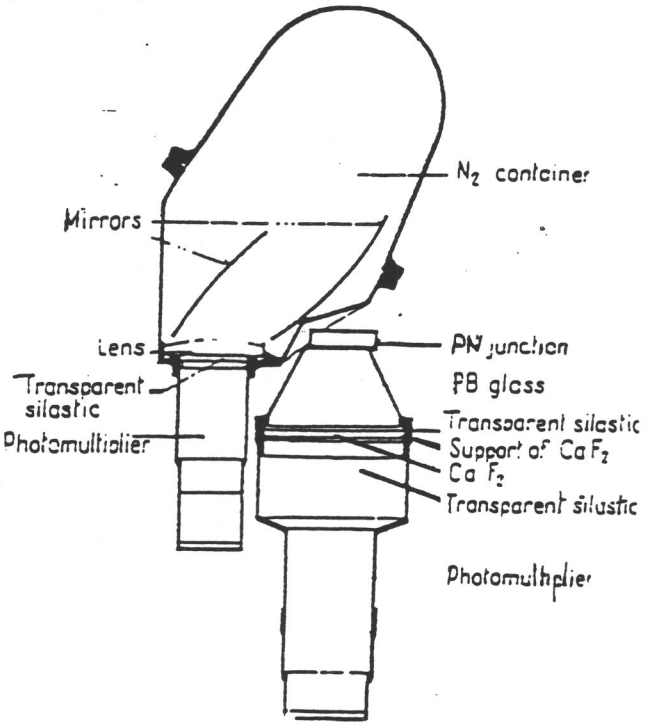
INSTRUMENT HA (Hartman, 1967)

4



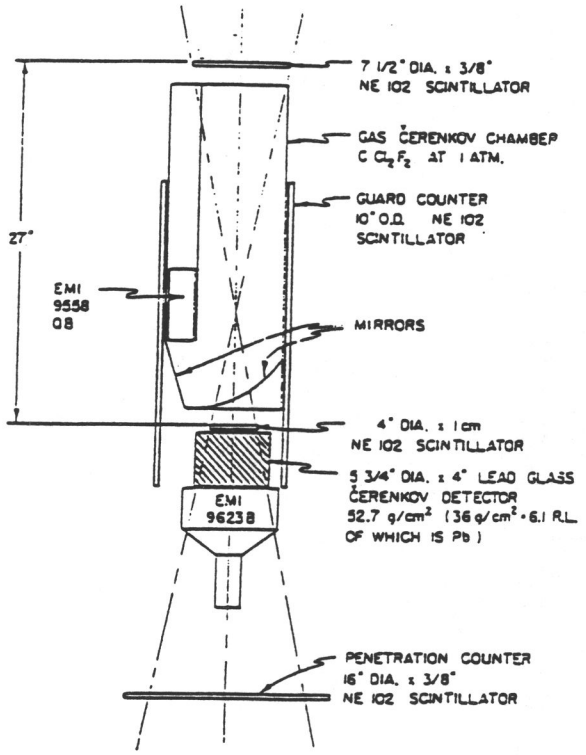
Instrument DHS Daugherty et al., 1975

5



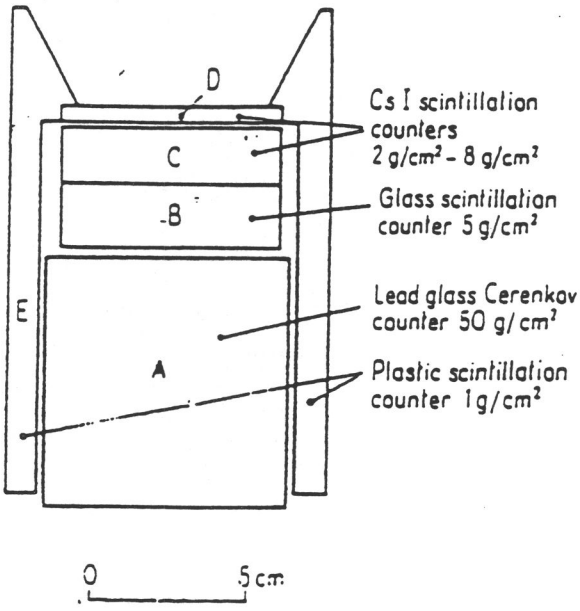
INSTRUMENT FI (Bland et al., 1970)

6



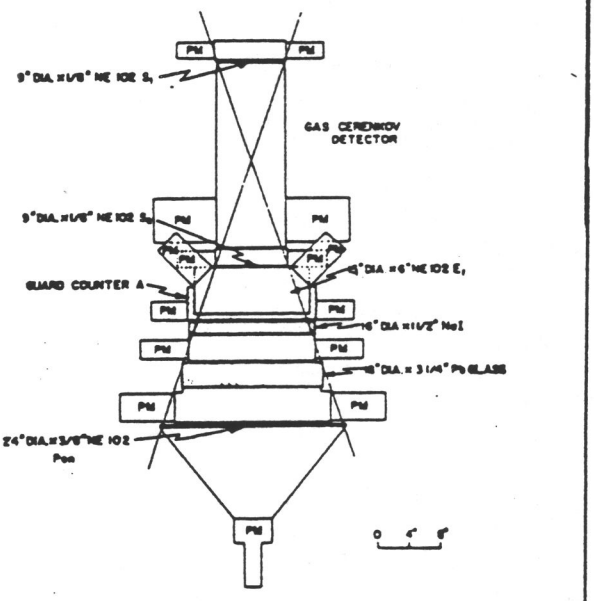
WE (Webber et Chotkowski, 1967)

7



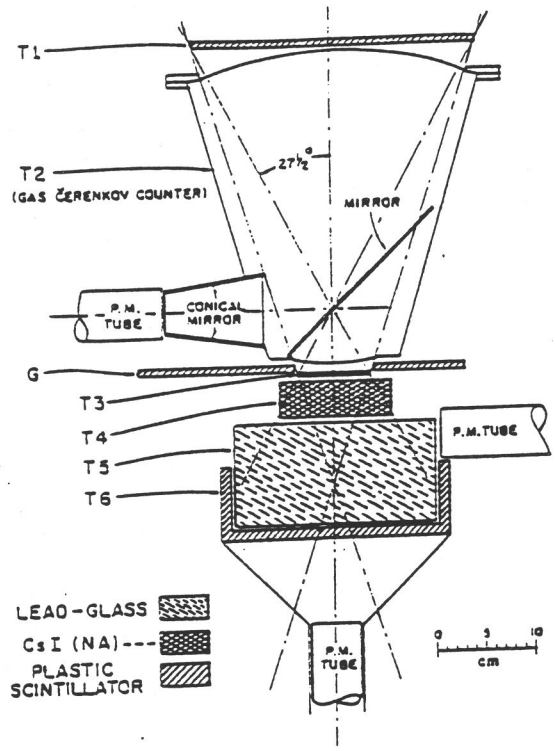
INSTRUMENT BU (Bleeker et al., 1970)

8



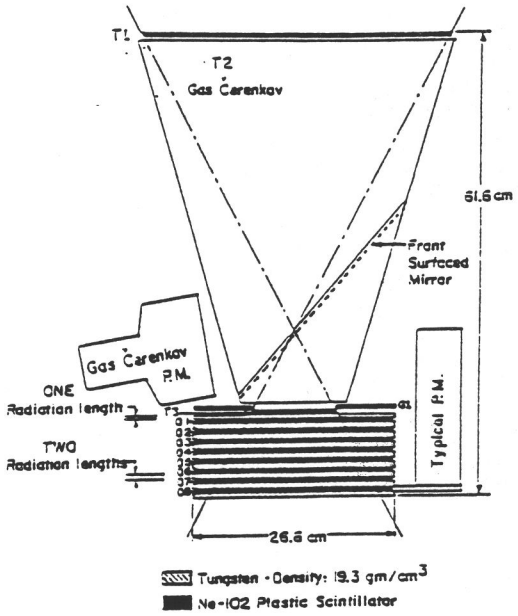
Instrument HOm (Webber et al., 1973)

9



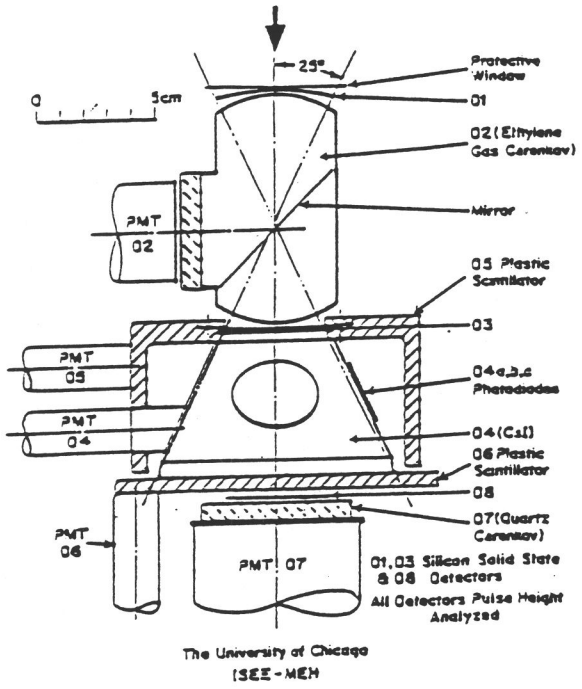
Instrument HO Hovestadt et al., 1972

10



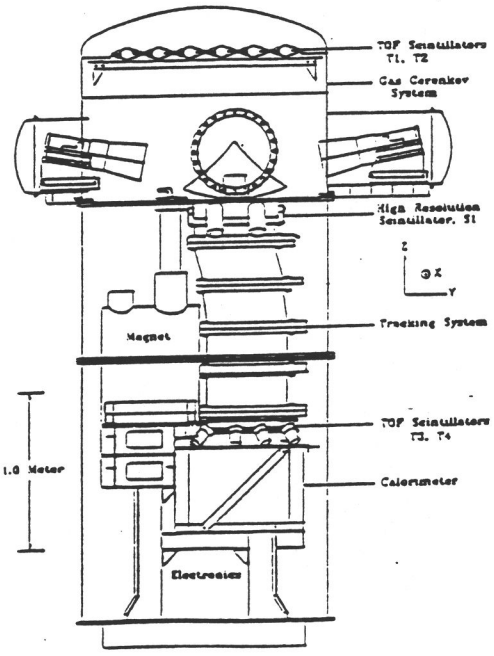
Instrument HOn Fanselow et al.,1971

11



Instrument MEH Evenson et Meyer,1978

12



Instrument MASS Golden et al.,1994

ANNEXE E: KET DANS TOUS SES ETATS: ANALYSE DES MODES SPECIAUX FM1 ET FM2

One equal temper of heroic hearts,
made weak by time and fate but strong in will.
(Tennyson, Ulysses)

1.Les différents modes de reconfiguration de KET

En cas de panne ou de bruit excessif sur un des détecteurs, les concepteurs de KET ont prévu de pouvoir reconfigurer par télécommande la logique de coincidences. Le télescope peut ainsi continuer à envoyer des données même si le fonctionnement d'un détecteur se trouve plus ou moins dégradé. Il est dit alors en mode reconfiguré, ou FM, (pour "Failure Mode").

Voici tout d'abord une présentation de ces reconfigurations de KET, et de leur effet sur la logique des coincidences.

Mode	Signal simulé pour toutes les configuration de coincidence
FM1	D10
FM2	D20
FM3	C10
FM4	C20
FM5	$\overline{S20}$
FM6	$\overline{A0}$

Table E1: Définition des modes de reconfiguration de KET

2. KET en modes FM1 et FM2

Ce n'est pas en raison de panne mais dans le seul but d'être mieux analysé que KET a été placé deux fois par télécommandes dans des modes "dégénérés". En effet, cela nous est apparu utile pour comprendre les sources de contamination des voies électrons. Nous avons donc imposé momentanément les modes FM1 et FM2 qui concernent les deux semi-conducteurs D1 et D2.

La télécommande "FM1:ON", qui n'exige plus la présence d'un signal dans D1 pour les coincidences, a été envoyée à une époque où Ulysse était à assez haute latitude héliographique pour ne détecter aucun événement solaire. Le mode FM1 a duré du jour 94-311 au jour 94-315. Après analyse des observations de KET dans ce premier mode reconfiguré, le mode FM2 a aussi été instauré 4 jours, de 94-333 à 94-336. L'envoi de ces télécommandes a littéralement mis KET "dans tous ses états", comme le titre de l'annexe le souligne. Nous nous bornerons ici à analyser les effets sur les voies électrons...

Le tableau suivant (E2) résume les variations relatives des taux de comptage des différentes voies de KET pour les deux modes. Ce sont ces variations qu'il nous faut interpréter afin de mieux comprendre qualitativement et quantitativement les contaminations des différentes voies.

Evaluons d'abord le changement de géométrie éventuel dû à un changement de configuration. En mode nominal, la géométrie est définie par le sommet de l'anticoincidence et le semi-conducteur D2. Dans le mode FM1, cette géométrie reste inchangée. Dans le mode FM2, D2 n'intervient plus et C2 définit la nouvelle géométrie. Le rapport de ces deux géométries est approximativement 1.6

d'après une simulation purement géométrique, ce qui explique les variations d'intensité des voies P4000 et E12.

Voie	FM1 / nominal	FM2 / nominal
P4000	+8%	*1.5
E4	*210	*340
E12	*2.2	*1.5
E300	+32%	*2

Table E2: Effet des modes FM1 et FM2 sur les voies comptant des électrons: observations

Analyse de la voie E4

En mode nominal, la configuration E4 requiert une particule au minimum d'ionisation dans D1 et D2 et une impulsion Cerenkov dans C1. Et c'est tout.

En mode reconfiguré FM1 (ou FM2), les coincidences doubles entre D2 et C1 (ou D1 et C1) vont contribuer au comptage dans E4. Les taux de coincidences et les analyses des amplitudes dans D1, D2 et C1 nous amènent à la conclusion suivante: en mode reconfiguré, les comptages de E4 sont dûs à un effet de double-Compton dans 2 détecteurs (C1 et D1, ou D2 et C1), le troisième détecteur (D2 ou D1) étant simulé par les FM. La différence de comptage entre E4 dans les modes FM1 et FM2 est causée par la différence de géométrie efficace. Les amplitudes dans les 3 détecteurs sont parfaitement cohérentes dans le cadre de ces hypothèses.

En mode nominal, comptages et amplitudes ne peuvent être expliqués que par des électrons (solaires, joviens ou galactiques) traversant les trois détecteurs ou à des gammas se matérialisant devant les trois détecteurs.

Analyse de la voie E12

En mode nominal, la configuration E12 requiert les mêmes signaux que E4 dans D1, D2 et C1, avec, de surcroît, un signal dans le calorimètre C2 (Table 1.E).

La contamination possible par les protons de haute énergie (soit s'arrêtant dans C2, soit non détectés à cause de l'inefficacité de S2) a été étudiée en accélérateurs (Annexe C) et reste négligeable.

Restent comme possibilité de contamination les photons gamma de haute énergie produits localement dans la matière voisine de KET, ou les coincidences fortuites de E4 avec des impulsions dans C2.

On voit dans la Table D2 que le taux de comptage de la voie E4 augmentait de plus d'un facteur 100. Ce n'est pas le cas de E12 dont le taux de comptage n'augmente que d'un facteur 1.5 avec FM2, effet purement expliqué par le changement de géométrie.

En revanche, l'augmentation de taux de comptage est d'un facteur 2 en passant du mode nominal au mode FM1. Ceci reste inexplicable, si ce n'est en admettant qu'il existe une sensibilité de la voie E12 aux photons gamma venant de l'arrière. Ces photons se matérialisent dans le calorimètre et simulent des électrons dès qu'un ou deux secondaires de la gerbe traversent D1, C1 et D2. Un autre indice confirme cette analyse: un certain nombre d'événements comptés dans E12 sont caractérisés par un signal double de la normale dans D1, C1 et D2, en mode nominal. Ces événements correspondent au passage simultané de deux particules dans les trois détecteurs. En mode FM1, les gerbes dont les secondaires, remontant de l'arrière, s'arrêtent avant d'atteindre D1 participent aussi à la voie E12. D'où l'augmentation de E12 en mode FM1.

Si ces conclusions sont correctes, seules des simulations très précises modélisant la production et les effets des gammas locaux dans KET pourraient permettre de chiffrer la part de "véritables" électrons dans le taux de comptage de E12, et d'en déduire le spectre d'électrons en-dessous de 100 MeV...

Analyse de la voie E300

Cette voie E300 compte, comme nous l'avons vu (Annexe C et §III.3), aussi bien les électrons de haute énergie que les protons de plus de 2.2 GeV traversant la photocathode du PM2. Les effets des modes FM1 et FM2 confirment cette analyse car seuls les effets de géométrie sont enregistrés.

Nous ne disposons pas de la statistique suffisante pour étudier le comportement des sous-voies de E300 que nous avons définies par leur signaux C2 et S2 (cf § III.3.4). Mais vu les spectres C2 et S2 des événements recensés en modes reconfigurés, les sous-voies E300 sont à l'abri de la contamination par les protons de haute énergie.

En conclusion, l'analyse des modes reconfigurés FM1 et FM2 de KET a permis de tester et de confirmer les hypothèses élaborées sur les contaminations des voies électrons (table E3). La dernière table en résume les conclusions. La voie E4 est contaminée par la présence de gammas dûs au RTG et de gamma locaux venant de l'arrière. La voie E300 est bien comprise et, sous réserve d'exclure les protons de haute énergie dont les signaux peuvent se distinguer de ceux des électrons (§III.3), elle permet de déterminer de façon fiable le spectre des électrons de haute énergie. La voie E12 est elle lourdement contaminée par des gammas produits localement à l'arrière de KET et nécessite des simulations avant toute exploitation...

Voie	Source de contamination
P4000	
E4	Conversion de γ du RTG
	ou γ nucléaires produits localement
E12	γ de haute énergie venant de l'arrière
E300	Protons inclinés (17°)
	Queue Landau de la distribution des protons

Table E3: Analyse des contaminations des voies de KET comptant des électrons

Annexe F: Une méthode originale pour calculer l'anisotropie

Et pour qui travaillerais-je mieux que pour moi?
Ulysse à Agammemnon (Sophocle, Ajax)

La méthode utilisée dans l'analyse des données de KET consiste à développer le flux sectorisé en série, et de ne pas ajuster le résultat aux données par la méthode du moindre carré, mais de procéder à une inversion matricielle directe, ce qui réduit le temps de calcul et permet un calcul rigoureux des incertitudes.

Les deux voies sectorisées P4 et E4 sont donc réparties en huit secteurs définis en fonction de la direction du Soleil projetée dans le plan d'observation de KET (§ I.2.3).

Une fois choisile pas d'intégration Δt des données, nous associons à chaque secteur n ($n=1,...,8$ avec $N=8$) le nombre r_n de particules arrivées entre t et $t+\Delta t$. Comme Δt reste constant, une fois choisi arbitrairement, nous écrirons les grandeurs $G(t, t+\Delta t)$ simplement $G(t)$.

Nous cherchons à rendre compte du flux non sectorisé tel que sa moyenne dans chaque secteur n corresponde finalement au taux de comptage observé. Un secteur n correspond à l'observation entre $\alpha=\alpha_{n-1}$ et $\alpha=\alpha_n$. ceci nous conduit à écrire l'égalité suivante:

Pour $\alpha=[\alpha_{n-1};\alpha_n]$, et $n=1,N$. $h(\alpha,t)= r_n(t)$ avec $\alpha_n = \frac{2\pi n}{N}$

1. Transformation de Fourier classique

Cette méthode revient à ajuster les données par une série harmonique de coefficients de Fourier, soit:

$$h(\alpha,t) = \sum_{n\geq 0} (a'_m \cos m\alpha + b'_m \sin m\alpha)$$

Nous pouvons alors obtenir l'expression des coefficients:

$$a'_m = \int_0^{2\pi} h(\alpha,t)\cos m\alpha \frac{d\alpha}{\pi} = \sum_{n\geq 0}^{N} \int_{\alpha=\alpha_{n-1}}^{\alpha=\alpha_n} h(\alpha,t)\cos m\alpha \frac{d\alpha}{\pi}$$

$$a'_m = \frac{\sin\frac{\pi m}{N}}{\frac{\pi m}{N}} \frac{2}{N} \sum_{n\geq 1} r_n \cos\frac{(2n-1)\pi m}{N} \quad \text{et} \quad a'_0 = \frac{1}{N}\sum_{n\geq 1} r_n$$

$$b'_m = \frac{\sin\frac{\pi m}{N}}{\frac{\pi m}{N}} \frac{2}{N} \sum_{n\geq 1} r_n \sin\frac{(2n-1)\pi m}{N}$$

a'_0 représente la moyenne du flux d'un secteur et non celle du flux total.

2. Développement harmonique (méthode de Green)

La première méthode écrit le flux *sectorisé* en *série*, la seconde rend compte du flux *non sectorisé* en *somme* de coefficients de Fourier de sorte que ses moyennes correspondent finalement aux flux des N=8 secteurs.

$$J(\alpha,t) = \sum_{m=0}^{M} (a_m \cos m\alpha + b_m \sin m\alpha)$$

$$\int_{\alpha=\alpha_{n-1}}^{\alpha=\alpha_n} J(\alpha,t)\, d\alpha = r_n(\alpha) \text{ avec } \alpha_n = \frac{2\pi n}{N} \text{ pour } n=1,N.$$

Le nombre de termes de la somme, ie celui des coefficients à déterminer, est limité par le nombre de secteurs, ie d'équations à écrire. Pour 8 secteurs, seuls les ordres de 0 à 3 peuvent être entièrement déterminés.

Montrons pourquoi. Soient donc N le nombre de secteurs et M l'ordre maximal. Ecrivons les équations précédentes sous forme matricielle. (A) la matrice des coefficients. Soit δ l'ouverture de chaque secteur, il faut intégrer d'abord $h(\alpha,t)$ de $\alpha-\frac{\delta}{2}$ à $\alpha+\frac{\delta}{2}$. On peut résumer ainsi: A_δ = F.A, cela entraîne la condition M< \F(2π;δ), soit encore M<8 pour δ=\F(π;4). La seconde étape est l'échantillonage $\delta'=\frac{2\pi}{N}$. Nous pouvons l'écrire matriciellement $R=G.A_\delta$, avec (R) la matrice des flux des secteurs et G la matrice de transformation. Par le théorème de Shannon, la condition sur M est: $M<\frac{N}{2}$, soit M<4 dans notre cas.

R= (GF) A, et nous voulons pouvoir écrire $A= F^{-1}.H.R.$

L'inversion de la matrice est toujours possible si l'on se contente de prendre pour G un quasi-inverse H tel que: G.H= E

avec E une matrice diagonale de 1 sauf le dernier terme diagonal qui est nul. Nous pouvons écrire D= G'G, avec D diagonale et $G'= {}^tG$.

H peut alors être exprimé en fonction de G et D: $H_{ij}=\frac{G_{ij}}{d_i}$.

Il est à noter que l'harmonique d'ordre 4 reste donc indéterminée et ne sera pas considéré par la suite.

3. Comparaison des coefficients de Green et de Fourier

Nous avons noté a_m les coefficients de Green, ou du développement harmonique, et a'_m les coefficients de Fourier. Cherchons quelles sont les relations entre eux.

Soit donc le flux de particules incidentes $J(\alpha,t)=\sum_{m=0}^{M}(a_m\cos m\alpha+b_m\sin m\alpha)$. Nous pouvons écrire les flux dans chaque secteur en identifiant les deux méthodes et notations différentes:

$$r_n(\alpha) = \int_{\alpha=\alpha_{n-1}}^{\alpha=\alpha_n}\left(\sum_{m=0}^{M}(a_m\cos m\alpha+b_m\sin m\alpha)\right)d\alpha$$

et $r_n(\alpha)=.h(\alpha,t) = \sum_{n\geq 0}(a'_m\cos m\alpha+b'_m\sin m\alpha)$.

En identifiant, nous obtenons:

$\frac{a'_0}{a_0}=1.$

$\frac{a'_m}{a_m}=\frac{b'_m}{b_m}=\left(\frac{\sin\frac{\pi m}{N}}{\frac{\pi m}{N}}\right)^2= k_m^2$ pour m≥0.

Ceci nous permet de calculer analytiquement les coeffcients a'_m sans avoir à inverser de matrices.

4. Calcul des anisotropies vues par KET

Le premier point sera que, par la suite, nous manierons non pas les flux mais les taux de comptage (en coups/secondes). Son calcul fait donc intervenir le temps efficace d'acquisition des données, ou temps réel d'accumulation. Nous sommes limités par le temps d'une simple RAM (cf Introduction), qui est de 120 ou 132 secondes. La durée de l'intervalle d'intégration choisi $[t_{déb};t_{fin}]$ pour le calcul des taux de comptage est disons $\Delta T=\sum_j (\Delta t^{ram})$. Nous accumulerons les données de toutes les RAMs vérifiant les conditions suivantes:

$$t_{déb} \le t_{déb}^{ram} < t_{fin}$$

Physiquement, notre but est de représenter et d'interpréter les anisotropies d'ordre inférieur ou égal à 2, qui ont seuls une interprétation physique. Nous pouvons donc écrire:

$$\sum_{m=0}^{M} (a_m \cos m\alpha + b_m \sin m\alpha) = a_0[1 + C_1 \cos(\alpha-\alpha_1) + C_2 \cos 2(\alpha-\alpha_2)].$$

Avec a_0 la moyenne du taux de comptage dans un secteur;

C_1 le "pourcentage" d'anisotropie du premier ordre;

C_2 le "pourcentage" d'anisotropie du second ordre;

α_1 l'angle d'incidence des particules liées à l'anisotropie du premier ordre;

α_2 et $\pi+\alpha_2$ les directions d'incidence des particules liées à l'anisotropie du second ordre;

Cette dernière notation est celle que nous avons retenue dans nos programmes et dans le corps de ce travail. La Fig. F1 montre (rn +/-Δrn) avec rn les taux de comptage des 8 secteurs (0-7) pendant un temps d'intégration donné (ici 252) et Δrn leurs incertitudes. Le programme calcule l'anisotropie moyenne par rapport au champ magnétique et fournit les coefficients dits harmoniques (ordres 0, 1, 2) ainsi que les angles associés (ici -88° et -80°). L'amplitude du champ magnétique est indiquée ainsi que l'angle de la projection du champ sur le plan d'observation Bxy avec l'axe X, directement comparable avec les angles d'anisotropie. L'ajustement à partir des coefficients est la courbe. Le rapport entre le champ total (longueur total du vecteur) et la projection Bxy (vecteur terminé par le point) ne doit pas être trop petit si l'on veut que l'anisotropie par rapport au champ soit significative.

5. Calcul des erreurs des anisotropies vues par KET

La première vérification à laquelle nous avons procédé est de calculer le coefficient d'ordre 3, et de vérifier qu'il reste négligeable devant les deux premiers. Dans le cas contraire, ce qui peut se produire dans les périodes de grande isotropie, les résultats sont peu fiables, et ne sont pas retenus.

Nous avons aussi procédé aux calculs des erreurs sur les premiers coefficients. C'est un des avantages de la méthode analytique sur une méthode d'ajustement des données. Notons que ce calcul considère les taux de comptage r_n dans les différents secteurs comme des variables indépendantes, ce qui néglige les liens entre secteurs voisins. Nous obtenons alors:

$$m^2\Delta\alpha_m^2 = \frac{1}{k_m^2 N^2 a_0^2} \frac{4}{(a_m^2+b_m^2)} \frac{a_0^2}{} \left[\sum_{n=1}^{N} \Delta r_n^2 \left(a_m^2 \sin\frac{(2n-1)\pi m}{N} - b_m^2 \cos\frac{(2n-1)\pi m}{N}\right)^2\right]$$

$$(\Delta C_m^2)^2 = \frac{4}{N^2 a_0^4}\left[\sum_{n=1}^{N} \Delta r_n^2 \left(\frac{2}{k_m}\left(a_m^2 \cos\frac{(2n-1)\pi m}{N} - b_m^2 \sin\frac{(2n-1)\pi m}{N}\right) - \frac{(a_m^2+b_m^2)}{a_0^2}\right)^2\right]$$

Il suffit ensuite d'écrire $\Delta C_m = \frac{1}{2C_m}\Delta C_m^2$

6. Application

Nous disposons alors du moyen pratique et analytique de calculer l'anisotropie dans ses différents ordres, et d'évaluer les incertitudes correspondantes. Les directions de l'anisotropie peuvent être calculées soit intrinsèquement, soit en référence à la direction du champ magnétique. Dans cette dernière option, le champ magnétique considéré a été moyenné sur 120s, le temps d'intégration de KET. Considérer ainsi l'anisotropie en référence au champ magnétique préserve, par exemple, une anisotropie de courant dans un champ variable, anisotropie qui aurait disparu en moyenne sinon.

Le principal champ d'application de cette analyse sera l'étude des électrons de Jupiter...

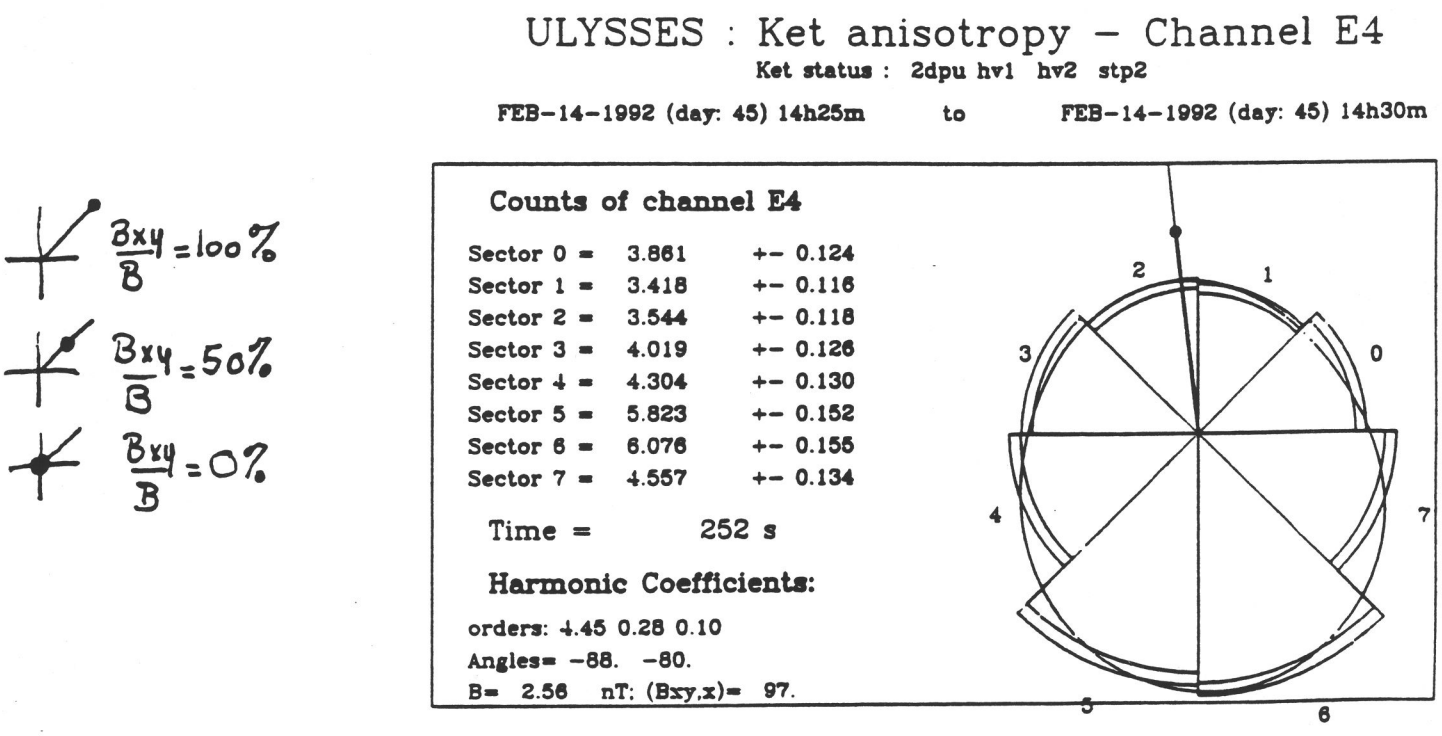


Fig. F1: Exemple d'observation de KET et de calcul de l'anisotropie

ANNEXE G: BRUIT DE FOND

But glad now that his sea should find a shore
with fresh alacrity and force renewed
he springs upwards...(J. Milton)

Pour étudier les électrons de Jupiter dans l'espace interplanétaire grâce à la voie E4 (Partie II), un des enjeux est d'évaluer le bruit de fond

Présence du bruit de fond

La pollution par le RTG (Radioisotopic Thermal Generator) est de notoriété publique! Aussi avons-nous essayé de l'estimer. Rappelons tout d'abord que le RTG produit toute l'alimentation électrique d'Ulysse, soit 285W en début de mission, et baissera jusqu'à 250W fin 1995. Cette baisse de puissance s'accompagne aussi d'une augmentation du bruit qu'il cause, à cause des proportions relatives de gamma de hautes ou basses énergies ainsi produits.

Notre but est donc, non seulement d'estimer le niveau de bruit qu'il occasionne, mais aussi l'évolution temporelle de cette contamination.

L'annexe E étudie le comportement des voies électrons lorsque KET a été mis dans des modes de fonctionnement reconfiguré. Cette analyse montre que le bruit de fond dans E4 ne peut qu'être dû à des électrons provenant de la matérialisation de γ du RTG, ou de ceux provenant de la production locale dans la matière environnante. Il peut y avoir aussi une composante d'électrons galactiques de basse énergie.

Estimation du bruit de fond

La valeur de ce bruit de fond, quelle qu'en soit l'origine, peut être estimée en procédant à une analyse spectrale plus fine. Cette analyse peut être réalisée par l'utilisation du codage C2 dont l'amplitude dépend de l'énergie des électrons incidents (§I.2).

Dans les nombreuses fluctuations d'intensité observées par Ulysse dans l'espace interplanétaire, certaines affectent les protons comme les électrons, ce sont les éruptions solaires. Ce sont aussi des chocs interplanétaires dont l'efficacité est variable. Certaines concernent exclusivement les électrons et ne sont liées à aucun choc interplanétaire, et l'on sait par les précédentes sondes spatiales qu'il s'agit là d'électrons relâchés par Jupiter et qui se sont propagés jusqu'à la sonde. La majorité d'entre eux a un domaine d'énergie 2,5-25 MeV environ dans le domaine d'énergie de KET, d'après leur spectre.

Ces deux types d'évènements électrons, joviens ou non, peuvent aussi être distingués par leur spectre et vont nous servir à évaluer le bruit de fond de l'instrument, qu'il soit dû à l'activité du RTG, ou qu'il soit d'origine galactique. La seule hypothèse sera qu'il est constant devant l'echelle de temps des variations des électrons joviens.

Les voies E4 et E12 sont donc composées d'électrons joviens à flux variable mais à spectre constant, et d'une composante "bruit de fond" de niveau constant. Considérons la distribution en canaux du détecteur C2: les électrons dûs au RTG sont visibles dans les bas canaux, essentiellement le canal 0. Les électrons joviens dominent dans les canaux de 50 à 100, mais contribuent aussi aux plus bas canaux. Quant à la composante galactique, elle se mélange à la queue de distriution des joviens, au-dessus du canal 100.

Nous avons sélectionné différentes périodes de temps notées k, avec des flux joviens JOV_k hauts et bas:

Soit $C_k(i)$ la répartition des électrons E4 dans le canal i de C2, pour la période k:

$C_k(i) = B_k(i) + JOV_k(i)$ i=0, 255 et k=1,2

$B_k(i) = RTG(i) + GAL(i) = constante$

La constante du spectre des joviens s'écrit: $JOV_k(1) = a.\ JOV_k(2)$

En comparant les distriutions pendant ces deux périodes, on peut extraire des données le bruit de fond invariant:

$$B_1 = B_2 = \frac{C_1 - a.\ C_2}{1-a}$$

Nous obtenons ainsi une évaluation du bruit de fond à 1.0 +/- 0.3 10^{-3} c/s, en 1990 et 1991. L'incertitude fait intervenir le choix des périodes et l'erreur statistique sur les spectres.

Variations temporelles du bruit de fond

La production locale d'électrons induite par le RTG dépend du flux et de l'énergie des gammas créés par ce dernier. On a pu observer sur d'autres sondes que la création de gammas de basses énergies augmente avec le temps, au contraire de celle des gammas de hautes énergies. Ce sont ceux-ci qui produisent les électrons qui nous intéressent. Mais si nous quantifions l'augmentation des gammas de basses énergies, cela nous donnera une limite supérieure de la contamination attendue.

Les variations en temps de ces gammas peuvent être évaluées en utilisant le taux de comptage de D2 attribué au:

- flux incident des particules solaires et galactiques;
- bruit de fond du détecteur estimé à 0.2 c/s, et qui est donc négligeable;
-bruit causé par le RTG. Nous avons déjà mentionné son niveau initial de 40 c/s, estimé d'après les tests, en janvier 86 puis en juin 90.

Pour évaluer son niveau en fonction du temps, il s'agit de soustraire au comptage de D2 sa composante alpha (A116, A190, A4000) et protons (P116, P190, P4000) cosmiques, vu que les électrons sont quantité négligeable en l'occurrence, pendant les périodes de temps calmes sélectionnées. Il faut aussi corriger les flux de coincidence de détecteurs par le rapport entre leur facteur géométrique associé (Fc=1.4 cm^2. sr, quelque soit le hadron) et le facteur géométrique de D2 (Fd2=40 cm^2.sr).

$$B(D2) = D2 - \frac{Fd2}{Fc} \sum_{i} Ai + Pi \text{ avec } i = 116, 190, 4000$$

Aucune période de temps calme sur tous les détecteurs ne peut être trouvée avant le passage à Jupiter. Le bruit de fond fonction du temps ne montre plus aucun indice de la modulation de 26 jours du flux des cosmiques (§III.1.4); il semble donc que notre correction ait été efficace. Ceci nous mène à une variation de + 6% par an après 1992.

L'autre composante du bruit de fond, c'est-à-dire les gammas produits localement et les électrons cosmiques de basse énergie, doit augmenter avec le temps comme l'activité solaire diminue. A la fin 1994, le comptage de E4 est constant à 2. 10^{-3} C/S.

Nous voilà maintenant à même d'étudier les électrons joviens dans l'espace interplanétaire, tels que KET les a observés tout au long de son odyssée...

PUBLICATIONS ASSOCIEES

I. LE ROYAUME DE JUPITER

Balogh A., et al., 1995: 223
Energetic Ion and Electron Observations at Jupiter's Dayside Magnetopause: Implications for Magnetopause Location and Boundary Coupling Processes, submitted to Planet. and Space Sci.

II. LES ELECTRONS DE JUPITER DANS L'ESPACE INTERPLANETAIRE

Ferrando et al., 1991: 249
Observation of Jovian Electrons by the Ulysses Electron telescope, Proc. of the 22nd Internat. Cosmic Ray Conf., 3, 366.
Rastoin et al., 1993: 253
The ten-hour Modulation of the Jovian Electron Spectrum in Interplanetary Space: Ulysses Observations, Proc. of the 23rd Internat. Cosmic Ray Conf. (Calgary), 3, 346.
Ferrando et al., 1993a: 257
Propagation of Jovian Electrons in and out of the Ecliptic, Adv. Space Res., 13(6), 107.
Ferrando et al., 1993b: 261
Jovian electron jets in interplanetary space, Planet. Space Sci., 11/12, 839.
Rastoin et al., 1995: 273
What do the Jovian Electrons have to Tell us More? The MeV Electron Propagation in the 3-D Heliosphere as seen by Ulysses, submitted to J.G.R.

III. LES ELECTRONS GALACTIQUES DANS L'HELIOSPHERE

Raviart et al., 1995: 317
Variations of the High Energy Electron Flux along the Ulysses Trajectory, Space Sci. Rev., 72, 409.
Rastoin et al., 1995: 323
Modulation Recovery of High Energy Electrons: Ulysses Observations, Adv. Space Res., 16(9), 255.
Rastoin et al., 1995: 329
Time and Space Variations of the Galactic Electron Spectrum in the 3-D Heliosphere Explored by Ulysses, submitted to Astron. & Astroph.

Balogh A.[1], S.W.H. Cowley[1], T.M. Edwards[1], G. Erdös[1,2],P. Ferrando[3], R.J. Forsyth[1], R.J. Hynds[1], C. Rastoin[3], A. Raviart[3], and K. Staines[1], 1995:

Energetic Ion and Electron Observations at Jupiter's Dayside Magnetopause: Implications for Magnetopause Location and Boundary Coupling Processes, submitted to Planet. and Space Sci.

[1] Blackett Laboratory, Imperial College, London, SW7, UK

[2] KFKI Research Institute, Budapest 114, 1525 Hungary

[3] Service d'Astrophysique, CEA, C.E. Saclay, Gif sur Yvette, France

Abstract. We present an analysis of the fluxes and anisotropies of energetic (MeV) ions and electrons measured by instruments of the COSPIN package during the first inbound traversal of the Jovian dayside magnetospheric boundary region by the Ulysses spacecraft in February 1992. The aim of the study is to elucidate the nature of the multiple structures observed and reported previously in magnetic field, plasma and wave data. The combined data suggest the presence of a layer of depleted magnetosheath density which lay outside but adjacent to the magnetopause, and a boundary layer which lay within. The width of each of these structures is inferred to be ~ 4 R_J, assuming an outward boundary expansion speed of ~ 100 km s^{-1}. The magnetic field rotated slowly (over ~ 10 min) towards the magnetospheric orientation just outside the depletion layer, and subsequently turned rapidly through a small angle (~ 20°) to point almost due south at the point which we now suggest is the magnetopause. The major changes in energetic particle properties between interplanetary and outer magnetospheric values took place at the latter boundary. Energetic ion fluxes decreased sharply by a factor of ~ 2 from interplanetary to magnetospheric values, while energetic electron fluxes increased by about an order of magnitude. Outside the magnetopause the electron fluxes had previously increased from background values by about two orders of magnitude over a 2 hr-period as the magnetosphere approached, indicating an escaping magnetospheric population in the magnetosheath similar to that at Earth. These electrons generally streamed antiparallel to the field away from the subsolar region, opposite to the observed streaming direction of the interplanetary ions in the magnetosheath. Inside the magnetospheric boundary layer the energetic ions and electrons continued to counterstream along the field lines, suggesting at least an intermittent presence of open flux tubes which were connected first to the south and then to the north of the spacecraft. It is suggested that these changes were associated with switches in the east-west magnetic field in the magnetosheath, a suggestion which is supported by the observed magnetic field perturbations and field-perpendicular ion flows within the layer. The fact that the spin-averaged electron flux does not show significant changes despite the field-aligned streaming is suggested to be due to a sufficiently rapid cross-field drift of these particles. In the outer magnetosphere proper the ion and electron distributions finally approach isotropy.

(224)

(1) Introduction

Although it is generally accepted that the dynamics of the Jovian magnetosphere are dominated, at least within its central region, by partial rotation of the plasma with the planet (e.g. Hill *et al.*, 1983; Vasylinunas, 1983), it is nevertheless likely that solar wind-magnetosphere coupling processes play a significant dynamical role in the outer regions of the magnetosphere and in the structure of the magnetic tail. Indeed, recent observations during the inbound pass of the Ulysses spacecraft in February 1992 indicate the presence of antisunward-flowing open flux tubes in the mid-altitude polar cap region, which are inferred to be formed by solar wind coupling at the boundary (Cowley *et al.*, 1993). As in the case of the terrestrial magnetosphere, therefore, it is important to determine the nature of the Jovian outer boundary regions, and to elucidate the coupling processes which occur.

In this paper we examine observations obtained during the first inbound traversal of the dayside boundary of the Jovian system by the Ulysses spacecraft in February 1992. Results obtained from magnetic field, thermal plasma electron and plasma wave measurements have been published by Balogh *et al.* (1992b), Bame *et al.* (1992), Stone *et al.* (1992) and Phillips *et al.* (1993). These data show that the Jovian magnetosphere was unusually expanded at the time of the encounter, due to low solar wind dynamic pressure. The bow shock was crossed at 17:33 UT on 2 February (day 33) at a jovicentric distance of 113 R_J, and the magnetopause and boundary layers about 4-5 hr later, 3-4 R_J further inward along the spacecraft track. The brevity of the magnetosheath traversal suggests that the magnetosphere was expanding outwards during this interval, with an estimated speed of ~ 100 km s^{-1} based on thermal electron data (Bame *et al.*, 1992; Phillips *et al.*, 1993).

The magnetic field, thermal electron and wave data show that the boundary region had a complex structure, with a sequence of three relatively sharp features being observed as the magnetosphere expanded over the spacecraft. Since one of the primary purposes of this paper is to examine the nature of these boundaries we shall refer to them here as B1-B3, rather than by the identifiers used by the above authors (e.g. magnetopause, boundary layer interface etc.).

Immediately prior to the crossing of these boundaries the spacecraft was located in the magnetosheath, with relatively dense (~ 0.2 cm^{-3}) and cool (few tens of eV) thermal electron plasma, and with magnetic fields of rather variable orientation and strength (~ 1 to ~ 4 nT) (Bame *et al.*, 1992; Balogh *et al.*, 1992b; Phillips *et al.*, 1993). The outermost of these boundaries (B1) was observed at 21:30 UT (110 R_J) when an abrupt decrease in the continuum radiation cut-off frequency from 4 to 3 kHz was observed in the wave data (Stone *et al.*, 1992). This cut-off frequency is believed to reflect the local electron plasma frequency, and hence the local electron density. Thus interpreted, the wave data indicate a drop in density at this time from ~ 0.2 to ~ 0.1 cm^{-3}. The thermal electron data are consistent with this inference (Phillips *et al.*, 1993). The magnetic field data show that over a ~ 10 min interval ending at ~ 21:30 UT the southward component increased to a relatively steady value of 4-5 nT and remained at those values over

the next ~ 3 hr until the spacecraft was clearly located within the outer Jovian magnetosphere. Accordingly, the magnetometer team identified this boundary as the planetary magnetopause. The width of the corresponding current layer was ~ 0.1 R_J along the spacecraft track (several thermal (~ 1 keV) proton gyroradii), or ~ 1 R_J (many tens of thermal proton gyroradii) if the boundary was expanding outwards at ~ 100 km s^{-1} at this time.

A second rapid change in the wave data occurred at 22:19 UT when the continuum cut-off decreased to ~ 2 kHz, implying a further sharp reduction in density to ~ 0.05 cm^{-3} (Stone *et al.*, 1992). At nearly the same time (22:22 UT) the first clear evidence was obtained of magnetospheric electrons in the thermal plasma data (Phillips *et al.*, 1993). This boundary (called the "plasma magnetopause" by Phillips *et al.* (1993)) will be termed B2, and we will show below that it coincides with a sharp (~ 1 min) rotation of the magnetic field through ~ 20° from south-eastward to almost due south. The width of the layer between B1 and B2 was thus ~ 0.6 R_J along the spacecraft track, or ~ 4-5 R_J if the boundary was expanding at ~ 100 km s^{-1}.

The thermal electron data indicate that inside B2 a rather gradual transition took place between the relatively dense and cool plasma of the magnetosheath and the tenuous and hot plasma of the magnetosphere (Phillips *et al.*, 1993). At ~ 23:00 UT the wave instrument first observed trapped continuum radiation with a peak at ~ 1 kHz and a very low frequency cut-off, implying a further substantial reduction in plasma density (Stone *et al.*, 1992). By 23:08 UT the thermal electrons were correspondingly observed to be fully magnetospheric in character (Bame *et al.*, 1992; Phillips *et al.*, 1993), with a density of ~ 0.01 cm^{-3} and an energy of a few hundred eV. Accordingly, a third boundary, B3, has been identified at the latter time, and characterized as the inner edge of the magnetopause boundary layer. The width of the layer between B2 and B3 was thus also ~ 0.6 R_J along the spacecraft track, or ~ 4-5 R_J if the boundary was expanding at ~ 100 km s^{-1}.

In this paper we will present a detailed analysis of energetic (MeV) ion and electron observations during this traversal of the outer boundary region. An overview of the energetic particle observations during the Ulysses Jupiter fly-by has been given by Simpson *et al.* (1992b). It will be shown that the major changes in ion and electron properties between interplanetary and magnetospheric values occurred in coincidence with boundary B2 rather than B1, and that the former is most likely the magnetopause rather than the latter. The magnetopause boundary layer is then confined to the region between B2 and B3, where the energetic particle and field data show correlated variations indicative of intermittent reconnection processes. The layer between B1 and B2 is inferred to be a magnetosheath plasma depletion layer adjacent to the magnetopause.

(2) Instrumentation and data analysis

In this study we employ data from three instruments on the Ulysses spacecraft. The first is the magnetic field experiment, which provided field vectors at 1 s resolution during the encounter

(Balogh *et al.*, 1992a). The others are the Anisotropy Telescopes (ATs) and the Kiel Electron Telescope (KET) of the COSPIN energetic particle experiment package (described in detail by Simpson *et al.* (1992a)), which require further discussion.

The ATs consist of two identical solid state ion telescopes having geometric factors of ~ 0.7 cm^2sr and full cone opening angles of 70°, which are mounted at angles of 60° (Telescope 1; T1) and 145° (Telescope 2; T2) to the spacecraft spin axis, respectively. The spacecraft spin axis is directed towards the Earth (and thus approximately towards the Sun, within ~ 5° during the Jupiter encounter), such that T1's acceptance cone is directed largely in the sunward hemisphere, while T2 looks in the antisunward direction. The ions detected by each telescope are recorded in a number of channels, some of which are spin averaged while others are divided into eight azimuthal sectors as the spacecraft spins (12 s period). Details are given in Table 1 (see Staines *et al.* (1993) for further information). Channels 1-5 contain spin-averaged fluxes covering the proton energy range 0.7-6.7 MeV. Channels 1-3 are also sensitive to alphas of approximately double these energies, but these will typically contibute only 5-10% of the observed flux. Channel 4 is insensitive to alphas, while the alpha contribution to channel 5 at ~ 5 times the proton energy will typically be ~ 1 % and hence negligible. Channels 10-12 similarly provide spin-averaged fluxes of alphas over the energy range 3.0-26 MeV. Comparison of the fluxes in channels 5 and 10 provide a means of directly assessing the alpha to proton content at a centre ion energy of ~ 5.2 MeV. Channels 6-9 provide sectored data in the energy range 0.7-6.7 MeV, which are used for anisotropy analysis. These channels are sensitive primarily to protons for the same reasons as outlined for channels 1-5 above. Channels 1-3, 6-7 and 10-13 are also sensitive to energetic heavy ions (e.g. to oxygen above ~ 20 MeV and to sulphur above ~ 60 MeV), but the fluxes of these are also expected to be negligible relative to ~ few MeV protons and alphas, even in the Jovian environment.

The KET consists of a single solid state particle telescope with a full cone opening angle of 44.6°, mounted perpendicular to the spacecraft spin axis. The fluxes of energetic electrons and ions are recorded in a number of channels with an average time resolution of 128 s (see Simpson *et al.* (1992a) for details). In this paper we employ data from the E4 electron channel spanning the energy range 2.5-7 MeV, which, like the AT ion data, is also divided into eight azimuthal sectors. The geometric factor of the telescope for this channel is 0.26 cm^2sr.

The anisotropies of the sectored ion and electron data are analysed by fitting the logarithm of the directional differential flux measurements for a given channel and time interval to a reduced spherical harmonic (Maxwell multipole) expansion of the form

$$\ln J(\hat{\boldsymbol{v}}) = \ln J_o + \boldsymbol{A}_1 . \hat{\boldsymbol{v}} + A_2 \, (3\cos(2\psi) + 1)/4 \quad , \qquad (1)$$

where $\hat{\boldsymbol{v}}$ is the unit vector along the direction of particle motion at the spacecraft; $J(\hat{\boldsymbol{v}})$ is the measured differential flux in that direction (the latter taken to be given for each measurement by the centre of the telescope opening cone at the centre of each azimuthal sector); J_o is the omnidirectional flux; $\boldsymbol{A}_1$ is the first order

anisotropy vector, related to the net particle flux at the spacecraft; A_2 (a scalar) is the second order anisotropy coefficient; and ψ is the angle between $\hat{v}$ and the axis of symmetry of the second order anisotropy. In the analysis of the two-telescope ion data it is assumed that the latter axis coincides with the magnetic field direction determined from suitably-averaged magnetometer data, and the remaining five parameters (i.e. J_o, $\boldsymbol{A}_1$ and A_2) are then obtained from a least-squares fit to the 16-point data. In the case of the one-telescope electron data it is further assumed (in the absence of any other information) that the spin-axis component of the first order anisotropy vector is zero, so that four parameters (i.e. J_o, the spin-plane components of $\boldsymbol{A}_1$, and A_2) are obtained from a least-squares fit to the 8-point data.

(3) Magnetic field and energetic particle observations

(3.1) *Magnetic field, particle flux, composition and spectrum.*

An overview of the magnetic field and energetic particle flux, composition and spectral data obtained during the first Ulysses inbound boundary traversal is shown in Figs. 1 and 2. These figures show 5 hr of data, from 19:30 UT on day 33 (2 February) 1992, when the spacecraft was located in the magnetosheath (~ 2 hr after the bow shock traversal), to 00:30 UT on day 34 when the spacecraft was well inside the outer magnetosphere. The data at the bottom of the figures give the UT time and the jovicentric distance of the spacecraft. The local time of the spacecraft was nearly constant at ~ 10:18 LT in the midmorning sector. The magnetic latitude underwent a 10 hr cycle of 10° amplitude due to the offset between the planetary magnetic dipole and spin axes. At the beginning of the interval the spacecraft was located near the magnetic equator, as shown in the top panel of Fig. 1, while at the time of the boundary crossings the spacecraft was approaching its maximum northerly excursion of $+15^{\circ}$N. Boundaries B1 to B3 discussed in the introduction are marked by the vertical dashed lines, and are shown at times (21:30, 22:21 and 23:14 UT) which have been adjusted slightly to match the features of the magnetic and particle data discussed here.

After the magnetic latitude shown in the top panel of Fig. 1, the next four panels show the three components of the magnetic field in spherical jovigraphic coordinates. In this coordinate system r is the jovicentric radial coordinate, θ is the co-latitude relative to the planetary spin axis measured from north to south, and φ is the azimuthal angle about the rotation axis, increasing in the direction of planetary rotation. It can be seen that in the magnetosheath, prior to boundary crossing B1, the field was rather variable in both magnitude and direction. The principal variations were in the θ and φ components, as expected for a magnetosheath field draped over a blunt magnetopause, while the r component had a small, steadier negative value. Immediately outside B1 the field was principally in the positive φ (east) direction (after ~ 21:05 UT), while at 21:20 UT it began to rotate towards the south and then to increase in strength. After the crossing of B1 the positive θ component (south) was the dominant component, and remained relatively steady at ~ 5 nT during the traversal of the boundary region and into the outer magnetosphere. We note, however, that the φ component was

continuous across B1 but dropped rapidly to zero at B2. Between B2 and B3 the azimuthal component exhibited a number of 5-10 min positive and negative excursions with anticorrelated radial deflections (which we will show below are related to features of the energetic particle flow). Overall, however, the radial component remained generally negative through the boundary region despite the northern magnetic latitude of the spacecraft.

The fourth panel of Fig. 1 shows the spin-averaged differential ion flux from proton-dominated channels 1-5 of AT telescope T1 (the T2 values are qualitativley very similar), covering the energy interval 0.7-6.7 MeV (see Table 1). The data are shown at 64 s resolution. It can be seen that the interplanetary ion fluxes slowly declined as the magnetosheath was traversed (prior to B1), as they had since the crossing of the bow shock (see Staines *et al.*, 1993). This behaviour was continuous across B1, while there was a rapid fall towards magnetospheric values at B2. After this transition the ion fluxes remained relatively constant in the lower energy channels as the spacecraft passed into the outer magnetosphere, while at higher energies a further gradual decline took place between B2 and B3. The overall decrease in the flux between B1 and B3 was by a factor which was somewhat larger at larger energies, implying that the spectrum softened as the boundary region was traversed. This can be seen in the top panel of Fig. 2, where we plot the spectral index γ (given by $dJ/dE \propto E^{-\gamma}$), calculated from the omnidirectional fluxes, J_o, determined by anisotropy analysis of channels 6 and 7 (Eq. 1 and related discussion). This index is thus representative of the spectral slope in the energy interval 0.7-2.2 MeV (see Staines *et al.* (1993) for further details). It can be seen that γ increased from a value ~ 2 in the magnetosheath (prior to B1) to ~ 2.5 in the outer magnetosphere (after B3). This increase took place in a rather gradual fashion between B2 and B3, while between B1 and B2 γ remained steady at the magnetosheath (interplanetary) value. Similar comments apply to the ion composition shown in the second panel of Fig. 2. Here we plot the ratio, R, of the T1 flux in channel 10, divided by that in channel 5, this representing the alpha/proton flux ratio at a common centre ion energy of 5.2 MeV. It can be seen that R is at the interplanetary value of ~ 0.75 prior to B1, remained at this value between B1 and B2, gradually decreased between B2 and B3, and attained values of ~ 0.25 in the magnetosphere (after B3). The overall conclusion is inescapable that the energetic ion population remained fully magnetosheath (interplanetary) in character across B1, until boundary B2 was reached. Between B2 and B3 the ion properties then made a relatively gradual transition between magnetosheath and magnetospheric properties. A summary of these results is presented in the lower panel of Fig. 2, where we show 20 min-averaged T1 ion spectra for proton-dominated channels 1-5 (upper parts) and for alpha-dominated channels 10-11 (lower parts). The spectra correspond to intervals prior to B1 (A; magnetosheath), between B1 and B2 (B), between B2 and B3 (C; boundary layer), and after B3 (D; magnetosphere), respectively (as indicated by the labelled horizontal bars in the ion flux panel of Fig. 1 and the upper panel of Fig. 2). The similarity of spectra A and B, and the intermediate character of C, though with a closer similarity to D, is evident.

Before drawing further conclusions from the ion data, however, we

now return to the lower panel of Fig. 1 where we show the spin-averaged flux of 2.5-7 MeV electrons at 128 s resolution. At the beginning of the interval the electron fluxes were near background, as had been the case for many hours previously (see e.g. Simpson *et al.*, 1992b). The fluxes then began to rise near ~ 20 UT, increasing by factors of at least ~ 20 by the time boundary B1 was crossed. This increase presumably reflects the loss of relativistic electrons from the jovian magnetosphere and their subsequent propagation into the surrounding medium. As is the case in the ion data, the electron fluxes were continuous across B1, and maintained a steady increase between B1 and B2. A sharp increase in electron flux by about an order of magnitude then took place at B2, colocated with the sharp reduction in flux of the energetic ions. Between B2 and B3 the electron fluxes increased by a further factor of ~ 2 towards final outer magnetospheric values.

In considering the implications of these observations we begin by noting that the continuation of the ion fluxes at interplanetary values across boundary B1 cannot simply be due to magnetosheath ions gyrating onto closed magnetospheric field lines inside a magnetopause at B1, and penetrating up to about a gyrodiameter. There are three reasons for this. First, if this were the case we would expect the ions of differing energies and species to penetrate to differing depths inside the boundary (up to a factor of ~ 2.5 in Fig. 1). Instead the reduction of flux near B2 occurs at essentially the same place for all ion energies. Second, in this case we would also expect to observe large first order anisotropies $|A_1|$ ~ 0.35 in the negative Φ direction between B1 and B2 due to the flux gradient effect. Instead (as we will show in the next section) the anisotropies are typically rather smaller than this, with values of about this magnitude confined to the much narrower region where the spin-averaged fluxes are observed to fall, near B2. Third, given the fact that the energetic electron gyroradii are about an order of magnitude smaller than those of the ions (0.03 R_J for a 3 MeV electron in a 5 nT field, compared with 0.4 R_J for a ~ 1 MeV proton), we would not expect to find an increase in the electron flux colocated with the decrease in ion flux as seen in Fig. 1. Rather the electrons would be expected to increase to magnetospheric values near the postulated magnetopause, at boundary B1. For these reasons the continuity of the ion fluxes across B1 cannot simply be due to finit ion gyroradius effects. The implication of the first two arguments, in particular, is that the layer between B1 and B2 is actually much wider than an energetic ion gyrodiameter. We then recall from the introduction that the width of the layer between B1 and B2 was ~ 0.6 R_J (~ 1.5 energetic ion gyroradii) along the spacecraft track, or ~ 4-5 R_J (~ 10 gyroradii) if the boundary was expanding at ~ 100 km s^{-1}. We thus conclude that the ion data are consistent with the expanding boundary scenario but not with the notion that the boundary was essentially static during the spacecraft traversal.

Given this result, there are two possible interpretations of the data shown in Figs. 1 and 2. The first is that boundary B1 is indeed the magnetopause, and that the region between B1 and B2 represents a layer of open magnetic flux (several ion gyrodiameters wide) along which the interplanetary energetic ions flow into the magnetosphere and the energetic electrons flow out. The second is that boundary B2 is the magnetopause, and not B1, such that the

layer between B1 and B2 is a plasma depletion layer in the magnetosheath, based on the wave and plasma data discussed in the introduction. In order to distinguish between these possibilities we must now examine the angular distributions of the ions and electrons in the boundary regions.

(3.2) *Energetic particle anisotropies and the nature of boundaries B1 and B2*

An overview of the angular distributions of energetic ions and electrons observed during the boundary traversal is shown in Figs. 3 and 4. The top panels of Fig. 3 again show the three components of the magnetic field for purposes of comparison. Beneath this we show the field-parallel component of the ion (solid line) and electron (heavy line) first order anisotropy ($\boldsymbol{A}_{1||} = \boldsymbol{A}_1.\boldsymbol{b}$, where $\boldsymbol{b}$ is the unit vector along the observed magnetic field direction), the three components of the field-perpendicular ion first order anisotropy ($\boldsymbol{A}_{1\perp} = \boldsymbol{A}_1 - A_{1||}\boldsymbol{b}$) in the same coordinate system as the magnetic field, and finally (for completeness) the ion second order anisotropy A_2. These parameters were derived from analysis of the sectored AT ion data from channel 6 (proton energy 0.7-1.3 MeV; see Table 1), and from KET electron channel E4 (as shown in the lower panel of Fig. 1), according to the procedures described in the data analysis section. The analysis was performed using data at 128 s resolution.

We begin by commenting briefly on the field-perpendicular first order ion anisotropies. Interpreted in terms of bulk plasma flows, these anisotropies must be multiplied by a factor $v_i/2(\gamma + 1) \sim 2000$ km s^{-1} to convert them to velocities ($v_i \sim 13,000$ km s^{-1} is the speed of the ions from which the anisotropy was derived and $\gamma \sim 2$ is the spectral index). Taking each component in turn, it can be seen that the radial component was small but on average positive prior to B2, reversing between B2 and B3 to become small but on average negative in the magnetosphere. This behaviour is consistent with a radially outward expansion of the system at a speed of ~ 50-100 km s^{-1} as observed in the magnetosheath, while the outer magnetospheric interior flux tubes moved inwards at similar speeds (as reported previously by Staines *et al.* (1993)). The colatitudinal anisotropy component was consistently positive prior to B2, and small and irregular afterwards (where B_θ was the dominant field component). The positive values prior to B2 are rather curious (and may be connected with the average negative B_r observed in the boundary region), since they imply that southward-directed field-perpendicular flows of ~ 100-200 km s^{-1} were present in the magnetosheath prior to B1, reducing to ~ 100 km s^{-1} between B1 and B2, despite the location of the spacecraft north of the expected location of the magnetic equatorial plane (the spacecraft was also located at +5°N jovigraphic latitude during the inbound pass). The azimuthal component exhibited small irregular but predominantly negative values prior to B1, consistently negative values between B1 and B3 implying westward flows of 100-300 km s^{-1}, and more irregular flows in the magnetosphere (after B3). Some implications of these observations will be discussed below. Here we note the large perpendicular anisotropies observed near B2 which are undoubtedly related to the flux gradient which occurred there, and which indicate that the change of flux occurred on a spatial scale of

order the ion gyrodiameter at that boundary. We also note that the ion second order anisotropy A_2 was consistently negative in the magnetosheath prior to ~ 21 UT, corresponding to a "pancake" pitch angle distribution in the ion bulk rest frame, but was generally irregularly varying and near zero thereafter.

We now turn to consider the field-parallel first order anisotropies shown in the fourth panel of Fig. 3, where it can be seen that the principal feature of the ion data is the very large positive values of this anisotropy observed prior to boundary B2, which are much larger than the typical values of the field-perpendicular anisotropies. This means that the ions were strongly streaming parallel to the field lines in the magnetosheath, and continued to do so across boundary B1 and in the region between B1 and B2. (The field-parallel anisotropies observed after B2 will be discussed in more detail in the following section.) In fact the energetic ions had been observed to be streaming parallel to the magnetic field in the interplanetary medium throughout the previous day (day 32), and during the first half of the day studied here (though more intermittently in the later period due to the occurrence of upstream jovian ion events). However, this streaming had declined to small values after ~ 15 UT, only to resume at ~ 19 UT near the beginning of the interval displayed here. During the ~ 1.5 hr prior to the crossing of boundary B1 the ion $A_{1||}$ had increased to ~ 0.3, corresponding to a "front-to-back" flux ratio of ~ 2, while between B1 and B2 ion $A_{1||}$ increased further to ~ 0.5, corresponding to a flux ratio of ~ 3. Electron anisotropies can only be derived after ~ 21 UT due to the low fluxes which occurred in the preceeding interval, and the relative errors remain rather large until after the final increase in flux near B2 at ~ 22:20 UT. Nevertheless the anisotropy values derived prior to this time indicate that the relativistic electrons were streaming antiparallel to the field (negative $A_{1||}$) in these regions, opposite to the ion streaming.

The continuity of these field-aligned streaming signatures across boundary B1 implies that the ions and electrons were streaming along the field eastward and westward, respectively, just outside the boundary (after ~ 21:05 UT), rotating to stream along the field southward and (mainly) northward, respectively, between B1 and B2. Given the location of the spacecraft in the morning sector and north of the expected position of the magnetic equatorial plane, we may also express these results by stating that the energetic electrons tended to stream away from the subsolar region, while the ions, as a consequence of the flow direction in the interplanetary medium, streamed towards it. This conclusion is illustrated in the upper two panels of Fig. 4, where we show plots of the sectored counts of ions from the two telescopes of the ATs, and electrons from the single telescope of the KET, for selected 128 s intervals. As in the anisotropy data shown in Fig. 3, the ion data are from channel 6 (protons in the energy interval 0.7-1.3 MeV) and the electron data from channel E4 (2.5-7 MeV). In each case the view presented is along the spacecraft spin axis from the Earth and approximately towards Jupiter, and the counts are plotted in the telescope look direction. Thus in each sectored plot the downward direction looks south (spacecraft +Y coordinate) and the upward direction north, while the left direction looks towards the dawn side of the magnetosphere (spacecraft +X coordinate) and the right direction

towards dusk. The fluxes in each pair of ion plots, corresponding to T1 (looking in the sunward hemisphere), and T2 (looking antisunward), have been normalized to the largest count observed in the sixteen look directions observed by the two telescopes in channel 6 in that interval. This value is given in the figure so that relative intensities may be gauged from plot to plot. A unit circle has also been drawn on each ion plot to highlight the angular anisotropies, and also so that the relative fluxes in each telescope may be more readily cross-compared. The electron data are shown in a similar format, except that each angular distribution has been separately normalized to the maximum counts in one of the eight sectors, this value also being given in the figure. The arrow shown in each plot is the magnetic field direction projected onto the spacecraft spin plane. Finally the time given at the top of each set of plots is the start time of the 128 s interval displayed. These intervals are marked in Fig. 3 for purposes of comparison.

The first set of distributions shown in Fig. 4a come from the magnetosheath region just outside B1, at 21:16 UT. Here the field was directed principally in the positive azimuthal direction, and (remembering that the angular distributions are plotted in telescope look direction) the sector plots show clear ion streaming parallel to the field, and electron streaming antiparallel to the field. The larger ion fluxes observed by telescope T2 compared with T1 also indicate the presence of a radial outflow away from Jupiter, as indicated in the discussion of perpendicular anisotropies above. In Fig. 4b we show a distribution from just inside B1, at 21:41 UT. Here the field is directed principally southward, though with a tilt towards the positive azimuthal direction as previously noted. The ions and electrons continued to stream parallel and antiparallel to the field, respectively, as before the traversal of B1, though now mainly in the north-south direction, rather than east-west. These results graphically demonstrate the continuity across B1 of the field-aligned counter-streaming of the energetic ions and electrons.

As it stands, this result is qualitatively consistent with either of the two physical interpretations of the region between B1 and B2 mentioned at the end of the previous section. If boundary B2 is the magnetopause rather than B1, then the region between B1 and B2 simply corresponds to a layer of depleted magnetosheath density adjacent to the magnetopause in which the energetic ions continued to stream parallel to the field (reflecting concurrent conditions in the interplanetary medium), while the electrons represent an escaping magnetospheric population which streamed in the magnetosheath preferentially away from the subsolar region. If, however, the region between B1 and B2 represents a layer of open field lines lying inside a magnetopause at B1, then the continuity of the ion flux levels across B1, and the directions of ion and electron streaming between B1 and B2 require the spacecraft to be located south of the reconnection site, on open field lines connected to the southern pole of the planet (despite the location north of the jovigraphic and magnetic equatorial planes). The ions between B1 and B2 then represent the high-flux magnetosheath component which stream parallel to the field across the magnetopause (B1) and southward into the boundary layer. The electrons correspondingly escape northward along the open tubes into the magnetosheath.

To distinguish these two situations it is necessary to look more carefully at the variations of the flux levels of ions streaming parallel and antiparallel to the field as the boundaries are traversed. In the magnetosheath (prior to B1) the fluxes of ions streaming parallel to the field are higher than those streaming antiparallel to the field by a factor of ~ 2, but both are higher than the approximately isotropic flux present in the outer magnetosphere, after B3. In the case of a closed magnetopause boundary, therefore, the variations in the fluxes of parallel (0°) and antiparallel (180°) streaming ions as the boundary region is crossed will be as shown in Fig. 5a. A sharp jump in the flux at both 0° and 180° will occur at the boundary (marked MP in the figure). In the case of a magnetically open magnetopause, however, two other boundaries will also be present, the magnetosheath (outer) and magnetospheric (inner) separatrices (S_o and S_i respectively) which connect to the reconnection region and divide the field lines into magnetosheath (outside S_o), open reconnected (between S_o and S_i) and closed magnetospheric (inside S_i) field lines respectively. The flux variations which will occur across such a boundary are shown in Fig. 5b, assuming a location south of the reconnection site and also assuming for simplicity that there is no reflection of the ions from the open magnetopause current layer located between S_o and S_i. In this case the 0° flux will jump from magnetosheath to magnetospheric values at S_i, while the 180° flux will jump at S_o. Thus between S_o and S_i the population will consist of ions at magnetosheath flux levels travelling parallel to the field, and ions at magnetospheric levels travelling antiparallel to the field (and vice versa at a location north of the reconnection site). Three potential complications should be mentioned. The first is that as a result of the finite speed of the ions along the reconnected field lines the magnetosheath 0° ions will not quite extend to S_i, nor the magnetospheric 180° ions quite to S_o; the transitions in flux levels will thus occur closer to the magnetopause than those shown. However, this will be a negligible effect for the energetic ions considered here whose speeds are typically ~ 50 times the field line (deHoffman-Teller) speeds at the magnetopause (which will be of order the Alfven speed, or a few hundred km s^{-1}). Second, if the energetic ions are partially reflected from the open magnetopause layer rather than being wholly transmitted, then in the situation discussed here the flux level at 0° between MP and S_i will be reduced compared with that shown, while that at 180° between MP and S_o will be increased, giving a more gradual, but still distinctive, variation of flux levels across the boundary. Third, if the boundary traversal is located at sufficient distance from the reconnection site (beyond 10-15 R_J), transmitted 0° ions which have been mirrored by the planetary field back into the boundary will be present in a layer surrounding the magnetopause but inside the separatrices, and will result in an increase in the 180° flux towards 0° values in the central region.

Results are shown in Fig. 6. Here we have sorted the sectored ion data from channels 6 (0.7-1.3 MeV; upper panel) and 7 (1.3-2.2 MeV; lower panel) according to the particle pitch angle (at the centre of the telescope cone at the centre of each azimuthal sector) and have plotted separately the averaged differential flux of ions with pitch angles in the range 0°-90° (heavy line, representing "parallel" ions) and those in the range 90°-180° (lighter line, representing

"antiparallel" ions). (Experimentation has shown that the results do not differ significantly if more restricted pitch angle ranges are chosen.) The individual flux values have first been corrected for field-perpendicular anisotropy effects (perpendicular bulk flows and gradients) by multiplying them by the factor $\exp(-\boldsymbol{A}_{\perp\perp}.\hat{\boldsymbol{v}})$, where $\boldsymbol{A}_{\perp\perp}$ is the first order perpendicular anisotropy determined from the usual anisotropy analysis (see data analysis section and Fig. 3). The results show that the flux levels of both "parallel" and "antiparallel" components continued at near-magnetosheath levels across boundary B1 and underwent a simultaneous transition to near-magnetospheric values at boundary B2. Comparison with Fig. 5 clearly indicates the presence of a locally closed magnetopause at B2 rather than an open magnetopause at B1. We thus infer that the region between B1 and B2 represents a layer of depleted plasma density in the magnetosheath adjacent to the magnetopause, and not a layer of open, reconnected, field lines. None of the potential "complications" mentioned above would cause us to modify this conclusion.

Given, therefore, that B2 is a tangential discontinuity magnetopause boundary, it is of interest to determine the direction of its normal by taking the cross product of the magnetic fields on either side. Investigation has shown that the result is insensitive to the choice of interval over which the fields are averaged on either side of the boundary, up to averages over +/- 5 min. Taking, for example, a 1 min average of the field on either side yields a normal vector which has components (0.982, 0.162, 0.099) in the jovigraphic (r, θ, φ) system defined in section (3.1). Thus the derived normal vector lies only ~ 11° from the radial from Jupiter.

(3.3) *Particle flows in the magnetopause boundary layer*

We now return to Figs. 3 and 4 and consider the energetic ion and electron properties between boundaries B2 and B3, a region which we now identify as a boundary layer located adjacent to but inside the magnetopause (B2). Consideration of the flux profiles, composition and spectral data in Figs. 1 and 2 may initially suggest a diffusive layer on closed field lines, judging from the gradually changing energetic ion (and thermal electron) properties and the flat energetic electron flux profile in this region. In this case, however, the energetic (relativistic) electron distribution would be expected to exhibit trapped characteristics, since with a bounce time of ~ 1 min on outer dayside field lines it is difficult to conceive how significant field-aligned streaming could be sustained on closed field lines. Nevertheless, the data in the fourth panel of Fig. 3 show that the energetic electrons did indeed stream along the field in this region, first in the parallel direction (southward) then antiparallel (northward), before becoming isotropic in the magnetosphere after B3, and that the energetic ions show anticorrelated behaviour. Comparison with the magnetic data in the upper panels of Fig. 3 show clear related perturbations of the field, with positive radial and negative azimuthal deflections accompanying southward electron and northward ions flows, and negative radial and positive azimuthal deflections accompanying northward electron and southward ion flows.

Some sample angular distributions from these regions are presented

in Figs. 4c and 4d. In Fig. 4c (22:52 UT) the electrons were streaming strongly parallel to the field while the ions had a clear antiparallel flow, while in Fig. 4d (23:09 UT) the electron flow had reversed to become antiparallel to the field and the ion flow was parallel. The projected magnetic vectors in these diagrams also illustrate the accompanying azimuthal deflections of the field. It may be noted that the electron streaming can be described in terms of a substantial depletion in the flux of particles moving in one direction along the field, while the flux in the other direction remained approximately isotropic at previous values. Finally, in Fig. 4e we show a distribution from the outer magnetosphere (23:37 UT). Here the ion distributions show irregular variations about isotropy while the electrons were nearly isotropic; there was no significant streaming along the field in either species. We note, however, that the electrons exhibited a moderate field-aligned bidirectional anisotropy ($A_2 \sim 0.1$) after ~ 23:45 UT which persisted for several hours in the outer magnetosphere, clearly indicative of closed magnetic field lines.

The existence of relativistic electron streaming in the boundary layer suggests the presence (at least intermittently) of open flux tubes. Since the electrons are expected to flow towards the site of reconnection as they escape the magnetosphere, the data suggest that the reconnection was first located south of the spacecraft, switching to become north of the spacecraft prior to the traversal of B3. The radial deflections of the field noted above, first positive then negative, are consistent with this hypothesis. The azimuthal deflections then imply that the open tubes were being pulled westward towards dawn (negative azimuthal direction) from the site of reconnection in both cases (see e.g. the discussion in Cowley *et al.*, 1983). The negative azimuthal field-perpendicular ion anisotropies observed between B2 and B3 (noted above), which imply westward flows in the boundary layer of ~ 200 km s^{-1}, are consistent with this picture.

A simple possible scenario which relates the correlated changes in the position of the reconnection site, the particle flow directions and the field deflections is illustrated in Fig. 7. We hypothesize that these changes occurred in response to a switch in the sense of the azimuthal component of the magnetosheath field from negative during the traversal of the outer part of the layer to positive in the inner part of the layer. Since reconnection will be favoured by antiparallelism between the magnetosheath and magnetosphere field, in the morning sector the favoured reconnection site will be south of the equatorial plane if the azimuthal component is negative (Fig. 7a) and north of the equatorial plane if the azimuthal component is positive (Fig. 7b). A switch in the sense of the azimuthal field can thus give rise to a north-south switch in the site of reconnection relative to a near-equatorial observer (as implied by the directions of energetic particle streaming). The related magnetic perturbations in the boundary layer at such an observer will then be in the positive radial and negative azimuthal direction (due both to the field tension and the magnetosheath flow) in the case shown in Fig. 7a, and in the negative radial and positive azimuthal direction in the case shown in Fig. 7b. The flow in the boundary layer will be in the negative azimuthal direction (westward) in both cases. This scenario is thus in qualitative

agreement with the observations within the boundary layer (between B2 and B3).

An objection to the above interpretation concerns the behaviour of the electron flux profile in this region. If this layer was indeed associated with at least intermittent connection to interplanetary flux tubes, then we would also expect to observe rapid depletions in electron flux associated with the open tubes. Instead, the electron flux in this region is relatively constant, and differs from magnetospheric values by a factor of ~ 2 or less. Since it is hard to conceive how significant relativistic electron streaming can be sustained on anything other than open flux tubes, we suggest that the electron flux on these tubes was maintained by rapid cross-field drift from adjacent closed regions. In order to accomplish this, the electrons must be capable of drifting across the open tube structures in one bounce period (~ 1 min) or less, thus also spreading the flow signature. The scale size of the structures transverse to the field may be estimated to be ~ 0.5 R_J or less, judging from their duration at the spacecraft (~ 10 min), and typical flow speeds of order ~ 100 km s^{-1}. Now the field-perpendicular drift speed of a relativistic electron is of order ~ $c\ R_g\ /L_s$, where c is the speed of light, R_g is the electron gyroradius, and L_s is the scale length of variation of the magnetic field (in strength and/or direction). The bounce period of such an electron is ~ L_f/c, where L_f is the field line length. The field-perpendicular drift of a particle in one bounce is then ~ $R_g\ L_f/L_s$. Now in a well-ordered field such as a dipole field, L_f and L_s will be of comparable magnitude, so that a particle will drift of order one gyroradius in one bounce. Since the electrons considered here (~ 3 MeV) have gyroradii of only ~ 0.03 R_J in a 5 nT field, this clearly cannot explain the maintenance of electron flux on tubes of width ~ 0.5 R_J. However, the magnetic field in the outer jovian magnetosphere has a characteristically variable nature, and it seems reasonable to infer the presence of field scale lengths much smaller than L_f ~ 100 R_J, by an order of magnitude or more. Consequently, it seems reasonable to suggest the presence of electron drifts which are an order of magnitude or more faster than those inferred in the above argument, such that it may be possible to maintain the electron flux on tubes of order 0.5 R_J across, as seems to be required by the observations presented here.

(4) Summary

In this paper we have examined the properties of energetic (MeV) ions and electrons observed during the first inbound traversal of the dayside Jovian magnetospheric boundary region by the Ulysses spacecraft in February 1992, and have compared these with simultaneous measurements of the magnetic field, and with published wave and plasma data. The latter sources show that in the magnetopause vicinity the plasma density decreased in three stages, near 21:30 UT (boundary B1), 22:20 UT (B2) and 23:10 UT (B3) on day 33 (2 February). Hot magnetospheric electrons (few hundred eV) were first observed near B2. Magnetic observations show that B1 was associated with a slow rotation of the field towards a magnetospheric orientation (southward), while B2 was associated with a sharp final deflection, after which the field pointed (temporarily) almost due south. Examination of the flux profiles of

the energetic particles together with composition, spectral and anisotropy data, suggests that B2 (and not B1) was a locally closed magnetopause. Thus the region between B1 and B2 is suggested to have been a layer of depleted density located in the magnetosheath just outside the magnetopause, such as is commonly encountered at Earth (e.g. Crooker *et al.*, 1979; Song *et al.*, 1990). The energetic ions observed in the layer were interplanetary particles whose properties were almost indistinguishable from those of the magnetosheath outside. It remains an open question as to why the magnetic field rotated southward immediately upstream of the depletion layer; in general such a layer would be expected mainly to compress a magnetosheath field of any orientation. One possibility is that the formation of the depletion layer was triggered by the field rotation rather than vice versa, since the formation of such layers may be favoured by weak magnetic shear at the boundary and the cessation of reconnection. Another possibility, suggested by Crooker (1994), is that the depletion layer is such parallel field cases corresponds to a layer of magnetic flux which has reconnected at one end at the tail lobe magnetopause. However, it would again be difficult to understand the interplanetary character of the energetic ions observed in the layer on this basis.

The energetic electrons observed outside B2 represent an escaping magnetospheric population whose intensity fell rapidly with distance from the magnetopause. These particles are most probably mainly lost by drift of the trapped magnetospheric fluxes to the magnetopause, followed by escape via the field gradients at the boundary. In the magnetosheath they most probably propagate by the combined action of field-aligned flow along the draped magnetosheath field lines, transverse field inhomogeneity drifts, and scattering by irregularities. Escaping relativistic Jovian electrons have also been reported in Pioneer and Voyager data, and are an important contibutor to the flux of such particles in interplanetary space (e.g. Schardt *et al.* (1983) and references therein). An apparently similar layer of streaming relativisitic electrons is a persistent feature of the Earth's magnetosheath just outside the magnetopause (e.g. Domingo *et al.*, 1977; Baker and Stone, 1978; Krimigis and Sarris, 1979).

The layer between B2 and B3 is thus inferred to have been a boundary layer located just inside the magnetopause. The energetic ions in this layer had properties intermediate in character between those in the magnetosheath and those in the magnetosphere proper (after B3). The energetic electrons in the layer exhibited variable field-aligned streaming, suggesting at least intermittent connection to open flux tubes produced by reconnection which was located first to the south and then to the north of the spacecraft. It is suggested that this behaviour might be triggered by switches in the azimuthal component of the magnetic field in the magnetosheath, the sense of the field deflections observed in the boundary layer and the field-perpendicular first order ion anisotropies being consistent with such a picture. The fact that the electron flux levels did not show significant changes despite the field-aligned streaming is suggested to be due to a sufficiently rapid cross-field drift of these particles which will also spread the flow signature.

(238)

References

Baker, D.N., and E.C. Stone, The magnetopause energetic electron layer. 1. Observations along the distant magnetotail, *J. Geophys. Res.*, **83**, 4327, 1978

Balogh, A., T.J. Beek, R.J. Forsyth, P.C. Hedgecock, E.J. Smith, R.J. Marquedant, D.J. Southwood, and B.T. Tsurutani, The magnetic field investigation on the Ulysses mission: instrumentation and preliminary scientific results, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **92**, 221, 1992a.

Balogh, A., M.K. Dougherty, R.J. Forsyth, D.J. Southwood, E.J. Smith, B.T. Tsurutani, N. Murphy, and M.E. Burton, Magnetic field observations during the fly-by of Jupiter, *Science*, **257**, 1515, 1992b.

Bame, S.J., B.L. Barraclough, W.C. Feldman, G.R. Gisler, J.T. Gosling, D.J. McComas, J.L. Phillips, M.F. Thomsen, B.E. Goldstein, and M. Neugebauer, Jupiter's magnetosphere: plasma description from the Ulysses fly-by, *Science*, **257**, 1539, 1992.

Cowley, S.W.H., D.J. Southwood, and M.A. Saunders, Interpretation of magnetic field perturbations in the Earth's magnetopause boundary layers, *Planet. Space Sci.*, **31**, 1237, 1983.

Cowley, S.W.H., A. Balogh, M.K. Dougherty, T.M. Edwards, R.J. Forsyth, R.J. Hynds, and K. Staines, Ulysses observations of antisunward flow on jovian polar cap field lines, *Planet. Space Sci.*, in press, 1993.

Crooker, N.U., Depletion as a signature of interconnection, *Adv. Space Res.*, **14**, (7)87, 1994.

Crooker, N.U., T.E. Eastman, and G.S. Stiles, Observations of plasma depletion in the magnetosheath at the dayside magnetopause, *J. Geophys. Res.*, **84**, 869, 1979.

Domingo, V., D.E. Page, and K.-P. Wenzel, Energetic and relativistic electrons near the polar magnetopause, *J. Geophys. Res.*, **82**, 2327, 1977.

Hill, T.W., A.J. Dessler, and C.K. Goertz, Magnetospheric models, in *Physics of the Jovian Magnetosphere* (Ed. A.J. Dessler), Cambridge Univ. Press, Cambridge, p.353, 1983.

Krimigis, S.M., and E.T. Sarris, Energetic particle bursts in the Earth's magnetotail, in *Dynamics of the Magnetosphere* (Ed. S.-I. Akasofu), Reidel, Dordrecht, p.599, 1979.

Phillips, J.L., S.J. Bame, M.F. Thomsen, B.E. Goldstein, and E.J. Smith, Ulysses plasma observations in the jovian magnetosheath, *J. Geophys. Res.*, **98**, 21189, 1993.

Schardt, A.W., F.B. McDonald, and J.H. Trainor, Jovian modulation of interplanetary electrons as observed with Voyagers 1 and 2, *J. Geophys. Res.*, **88**, 1989, 1983.

Simpson, J.A., J.D. Anglin, A. Balogh, M. Bercovitch, J.M. Bouman, E.E. Budzinski, J.R. Burrows, R. Carvell, J.J. Connell, R. Ducros, P. Ferrando, J. Firth, M. Garcia-Munoz, J. Henrion, R.J. Hynds, B. Iwers, R. Jaquet, H. Kunow, G. Lenz, R.G. Marsden, R.B. McKibben, R. Muller-Mellin, D.E. Page, M. Perkins, A. Raviart, T.R. Sanderson, H. Sierks, L. Treguer, A.J. Tuzzolino, K.-P. Wenzel, and G. Wibberenz, The Ulysses cosmic ray and solar particle investigation, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, **92**, 365, 1992a.

Simpson, J.A., J.D. Anglin, A. Balogh, J.R. Burrows, S.W.H. Cowley, P. Ferrando, B. Heber, R.J. Hynds, H. Kunow, R.G. Marsden, R.B. McKibben, R. Muller-Mellin, D.E. Page, A. Raviart, T.R. Sanderson, K. Staines, K.-P. Wenzel, M.D. Wilson, and M. Zhang, Energetic charged-particle phenomena in the Jovian magnetosphere: first results from the COSPIN collaboration, *Science*, **257**, 1543, 1992b.

Song, P., R.C. Elphic, C.T. Russell, J.T. Gosling, and C.A. Cattell, Structure and properties of the subsolar magnetopause for northward IMF: ISEE observations, *J. Geophys. Res.*, **95**, 6375, 1990.

Staines K., A. Balogh, S.W.H. Cowley, R.J. Forsyth, T.M. Edwards, and R.J. Hynds, Ulysses observations of non-corotational flows in the outer dayside Jovian magnetosphere, *Planet. Space Sci.*, in press, 1993.

Stone, R.G., B.M. Pedersen, C.C. Harvey, P. Canu, N. Cornilleau-Wehrlin, M.D. Desch, C. de Villedary, J. Fainberg, W.M. Farell, K. Goetz, R.A. Hess, S. Hoang, M.L. Kaiser, P.J. Kellogg, A. Lecacheux, N. Lin, R.J. McDowall, R. Manning, C.A. Meetre, N. Meyer-Vernet, M. Moncuquet, V. Osherovich, M.J. Reiner, A. Tekle, J. Thiessen, and P. Zarka, Ulysses radio and plasma wave observations in the Jupiter environment, *Science*, **257**, 1524, 1992.

Vasyliunas, V.M., Plasma distribution and flow, in *Physics of the Jovian Magnetosphere* (Ed. A.J. Dessler), Cambridge Univ. Press, Cambridge, p.395, 1983.

(240)

Figure Captions

Fig. 1. Plot of the magnetic field and energetic particle fluxes observed during a 5 h interval encompassing the first inbound jovian magnetopause traversal by the Ulysses spacecraft (19:30 UT on 2 February 1992 to 00:30 UT on 3 February). The top panel shows the magnetic latitude of the spacecraft. The next four panels show the three components of the magnetic field in jovigraphic coordinates and the total field strength (all in nT). The sixth panel shows the spin-averaged energetic ion fluxes (cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} MeV^{-1}) from AT channels 1-5 (from top to bottom of the plot) for telescope T1, at 64 s resolution (see Table 1 and text for further details). The seventh panel shows the spin-averaged electron flux (counts s^{-1}) from KET channel E4. The vertical dashed lines mark the locations of boundaries B1-B3 as described in the text. The horizontal lines marked A-D show the averaging intervals of the ion spectra shown in Fig. 2.

Fig. 2. Energetic ion spectral and composition characteristics. The top panel shows the spectral index, γ , of ~ 1 MeV ions, determined from the omnidirectional fluxes, J_o, derived by anisotropy analysis of data from AT channels 6 and 7. The second panel shows the alpha/proton ratio, R, at a common ion energy of 5.2 MeV determined from the spin-averaged fluxes in channels 5 and 10 of AT telescope T1. The data in both panels is shown at 128 s resolution. Beneath these we show ion energy spectra (20 min averages) determined from spin-averaged AT T1 channels 1-5 (upper portions) and 10-11 (lower portions). Units are ions cm^{-2} s^{-1} sr^{-1} MeV^{-1}. Examples are shown from the magnetosheath before B1 (A), from between B1 and B2 (B), from between B2 and B3 (C), and from the magnetosphere (D). The times of the averaging intervals are shown by the labelled horizontal bars in the upper panels here and in Fig. 1.

Fig. 3. Anisotropy parameters of the energetic ions and electrons. The first three panels show the three magnetic field components as in Fig. 1, for purposes of comparison. The fourth panel shows the field-aligned component of the first order anisotropy of ions from AT channel 6, and electrons from channel E4 (heavier line). Panels 5-7 show the three components of the field-transverse first order ion anisotropy vector in jovigraphic coordinates, determined from AT channel 6. Panel 8 shows the second order anisotropy coefficient for AT channel 6. The vertical dashed lines are the same as those shown in Fig. 1, while the letters a-e indicate the centres of the 128 s averaging intervals of the sector plots displayed in Fig. 4.

Fig. 4. Angular distributions of energetic ions and electrons for selected time intervals. For each interval we show the eight sectored flux values for the two AT ion telescopes for channel 6, and for KET electron channel E4. The view is along the spacecraft spin axis looking away from the Earth towards the spacecraft, north is up and south down, left is towards jovian dawn and right to dusk. The fluxes are plotted in telescope look direction. The ion fluxes are normalized to the largest sectored count from either telescope in each interval, and drawn within a unit circle. The value of the maximum count is given in the figure for cross-comparison purposes. The electron fluxes are similarly separately normalized and plotted. The arrow in each plot shows the direction of the manetic field

vector projected onto the spin plane. The time given with each plot is the start time of the corresponding 128 s averaging interval.

Fig. 5. Sketches of the expected variations of the ion flux observed parallel (0°; solid line) and antiparallel (180°; dashed line) to the magnetic field in the case of a traversal (a) of a locally closed magnetopause (MP), and (b) a locally magnetically open magnetopause in which the reconnection region lies northward of the observing point. In the latter case S_o and S_i are the outer and inner separatrices of the field mapping to the reconnection region, respectively. We have assumed here that the magnetosheath ions stream parallel to the field but that the flux in both directions is larger than that of the isotropic fluxes in the magnetosphere.

Fig. 6. Ion differential flux observed in channels 6 (upper panel) and 7 (lower panel), sorted and averaged in the pitch angle ranges 0°-90° (heavy line) and 90°-180° (lighter line). The vertical dashed lines are those shown in Figs. 1-3.

Fig. 7. View of the dayside magnetopause of Jupiter looking towards Jupiter from the Sun, showing sketches of the open magnetic field geometries discussed, with (a) the magnetosheath field directed from dusk to dawn (negative azimuthal) and a reconnection site south of the spacecraft, and (b) the magnetosheath field directed from dawn to dusk (positive azimuthal) and the reconnection site north of the spacecraft.

(242)

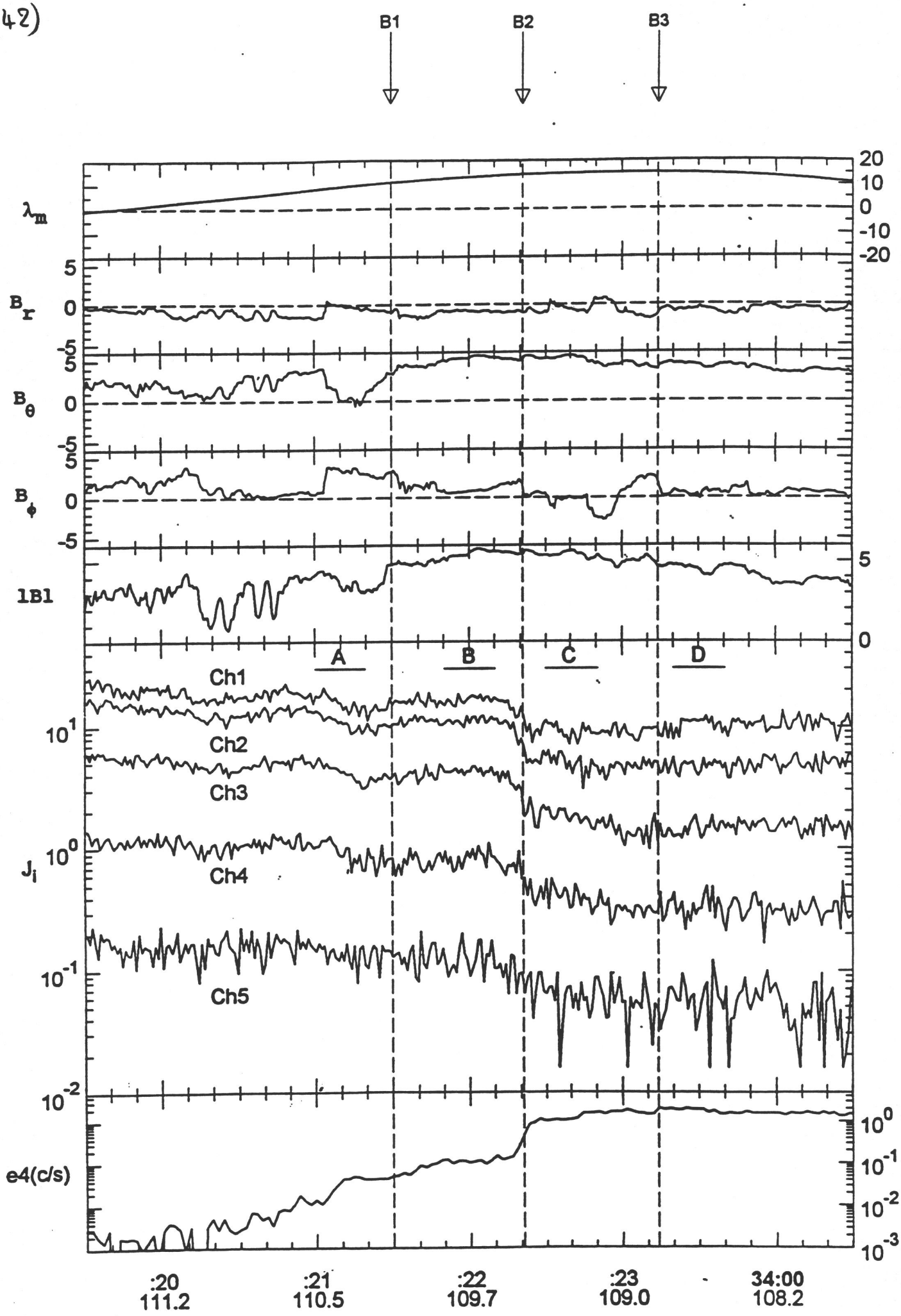

B1
B2
B3
λ_m
20
10
0
-10
-20
B_r
B_θ
B_ϕ
5
0
-5
lB1
A
B
C
D
Ch1
Ch2
Ch3
Ch4
Ch5
J_i
10^1
10^0
10^{-1}
10^{-2}
10^{-3}
e4(c/s)
:20
111.2
:21
110.5
:22
109.7
:23
109.0
34:00
108.2

Fig. 1

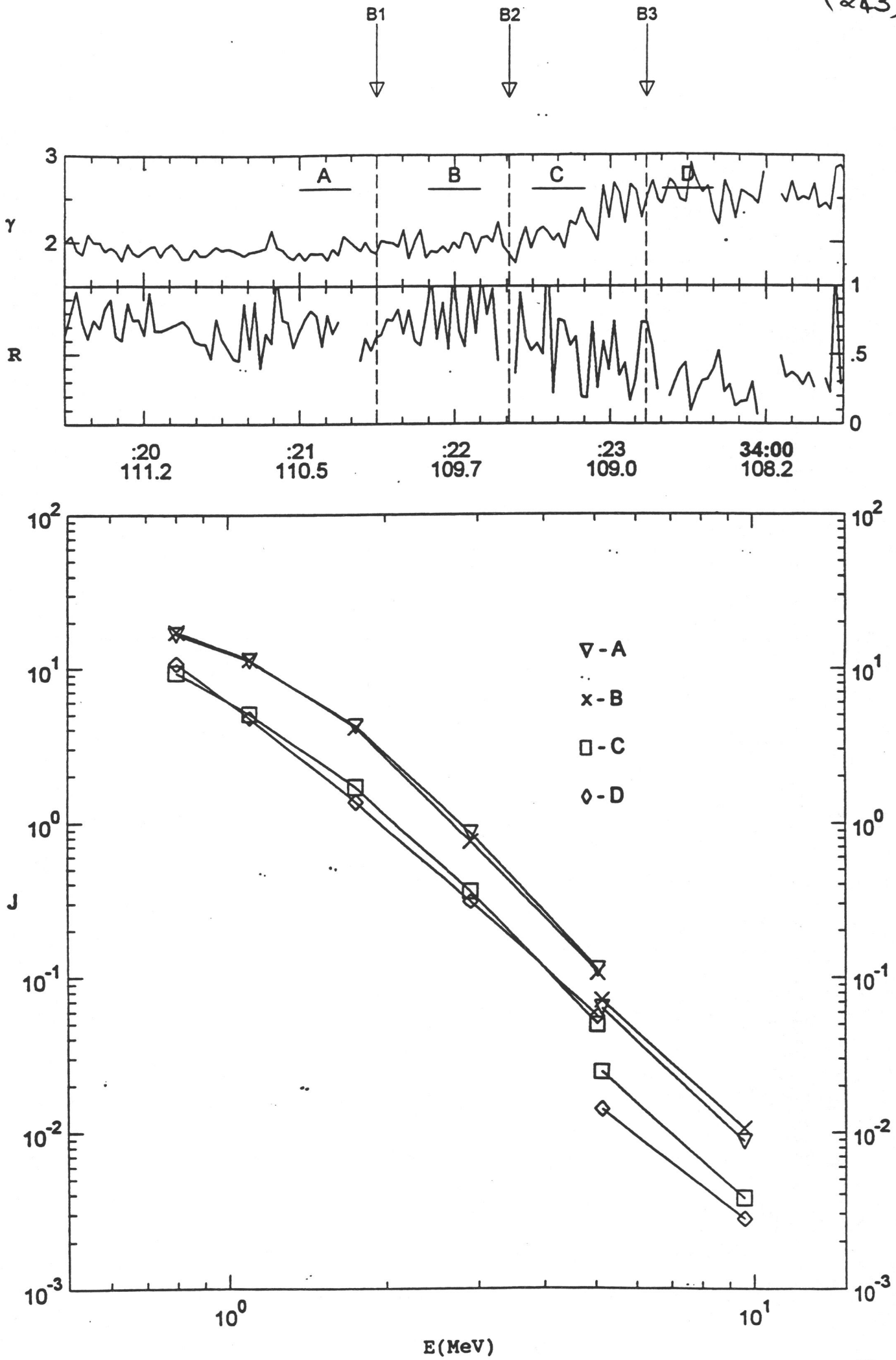

B1
B2
B3
A
B
C
D
γ
R
3
2
1
.5
0
:20
111.2
:21
110.5
:22
109.7
:23
109.0
34:00
108.2
J
E(MeV)
∇ - A
x - B
□ - C
◇ - D

Fig. 2

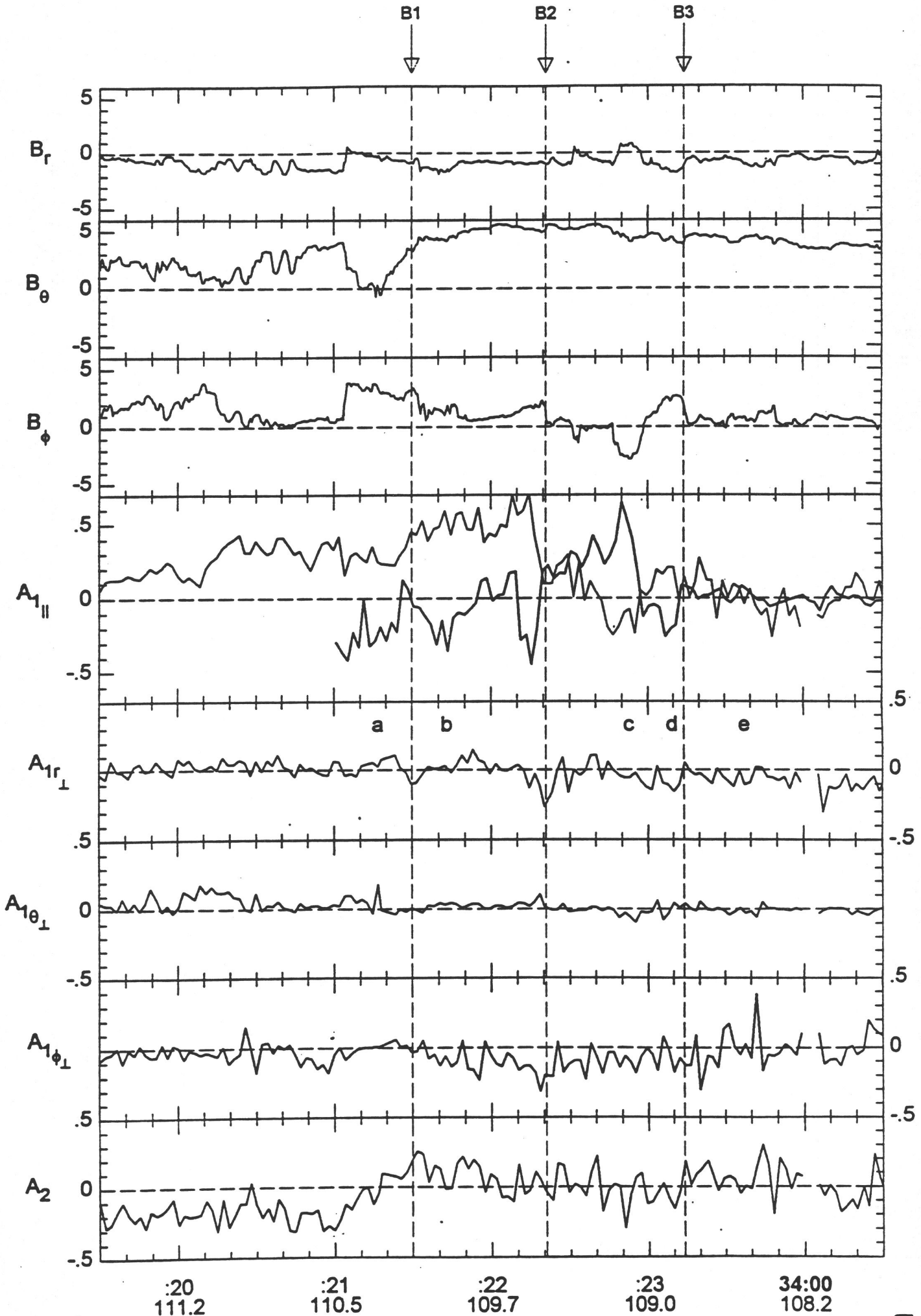
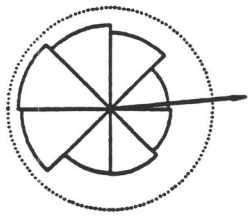
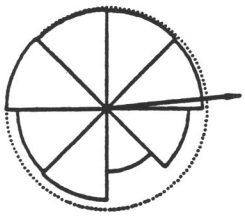

B1
B2
B3
B_r
B_θ
B_ϕ
$A_{1\parallel}$
a
b
c
d
e
$A_{1r_\perp}$
$A_{1\theta_\perp}$
$A_{1\phi_\perp}$
A_2
5
0
-5
.5
-.5
:20
111.2
:21
110.5
:22
109.7
:23
109.0
34:00
108.2

Fig.

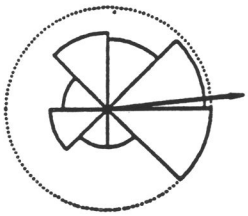
U.T:21h15m56s AT1 Chn 6
Cm = 0.97031E+02



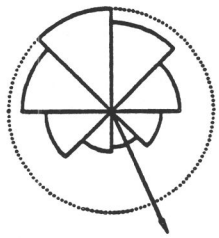
AT2 Chn 6
Cm = 0.97031E+02



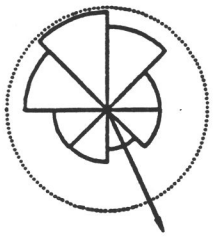
KET e4 21h15m53s
Cm = 0.10633E+01



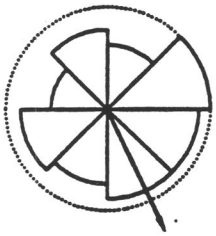
21h41m26s AT1 Chn 6
Cm = 0.13554E+03



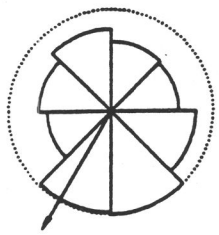
AT2 Chn 6
Cm = 0.13554E+03



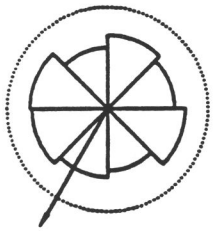
KET e4 21h41m24s
Cm = 0.16312E+01



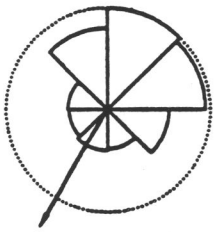
22h51m51s AT1 Chn 6
Cm = 0.49286E+02



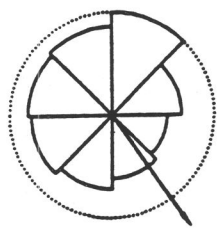
AT2 Chn 6
Cm = 0.49286E+02



KET e4 22h51m46s
Cm = 0.39632E+02



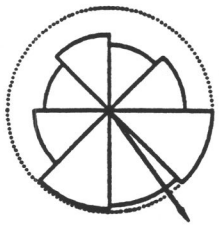
23h 8m54s AT1 Chn 6
Cm = 0.58527E+02



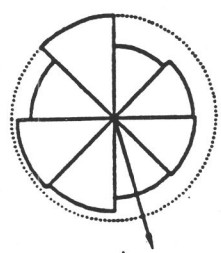
AT2 Chn 6
Cm = 0.58527E+02



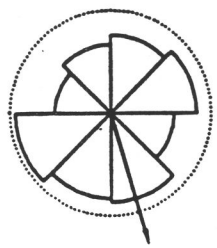
KET e4 23h 8m52s
Cm = 0.29483E+02



23h36m36s AT1 Chn 6
Cm = 0.55446E+02



AT2 Chn 6
Cm = 0.55446E+02



KET e4 23h36m32s
Cm = 0.27549E+02

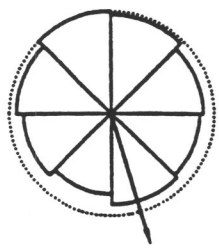
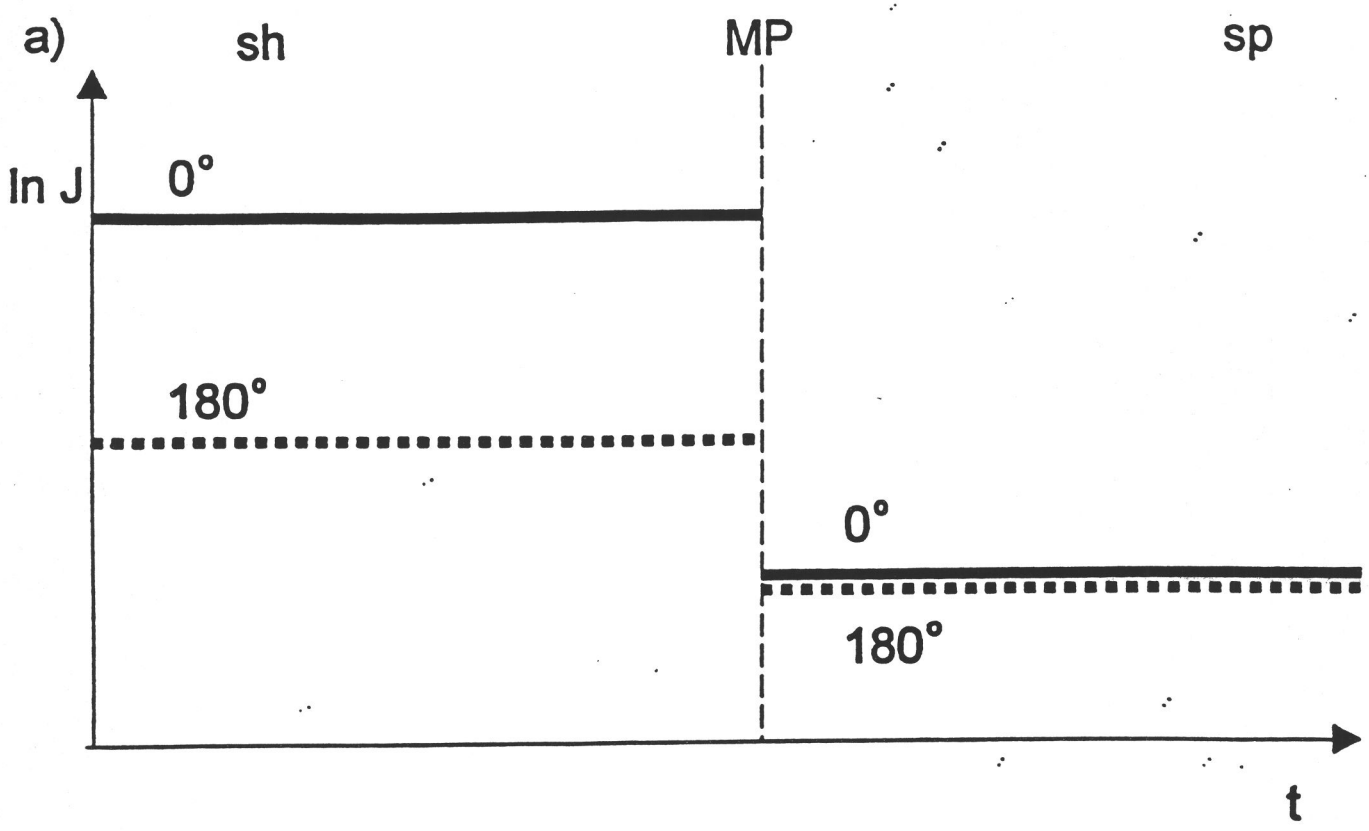


Fig. 4

(946)



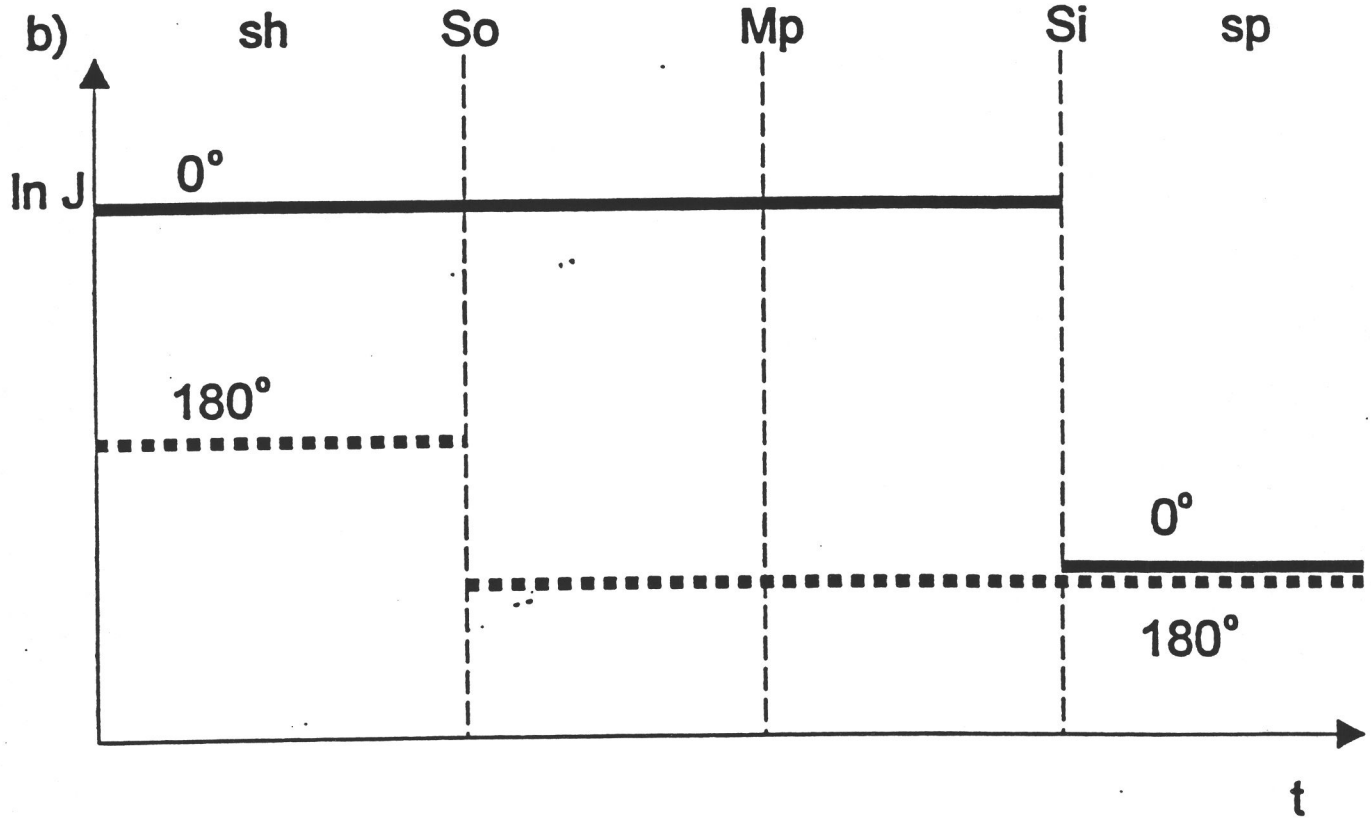


Fig.5

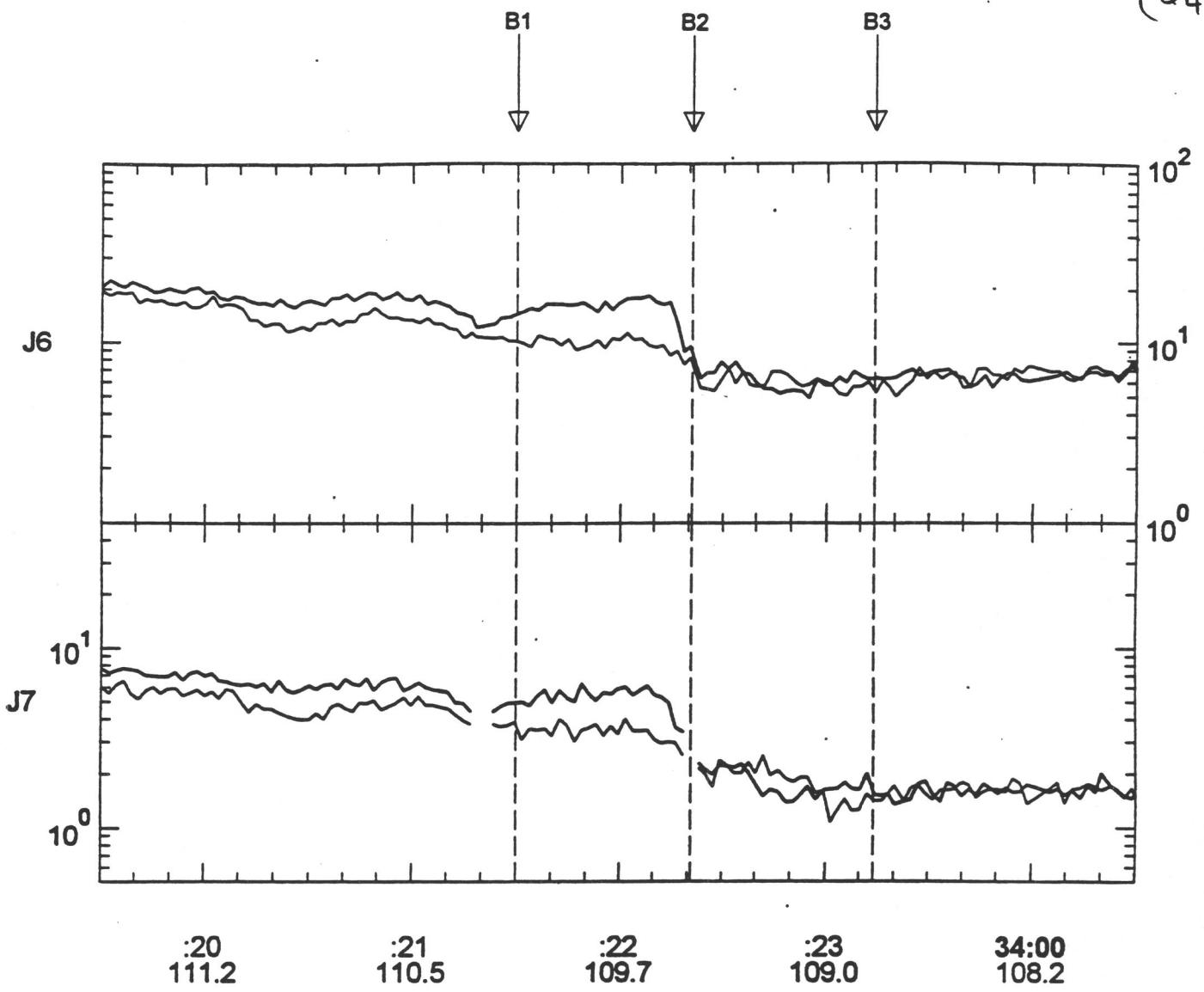
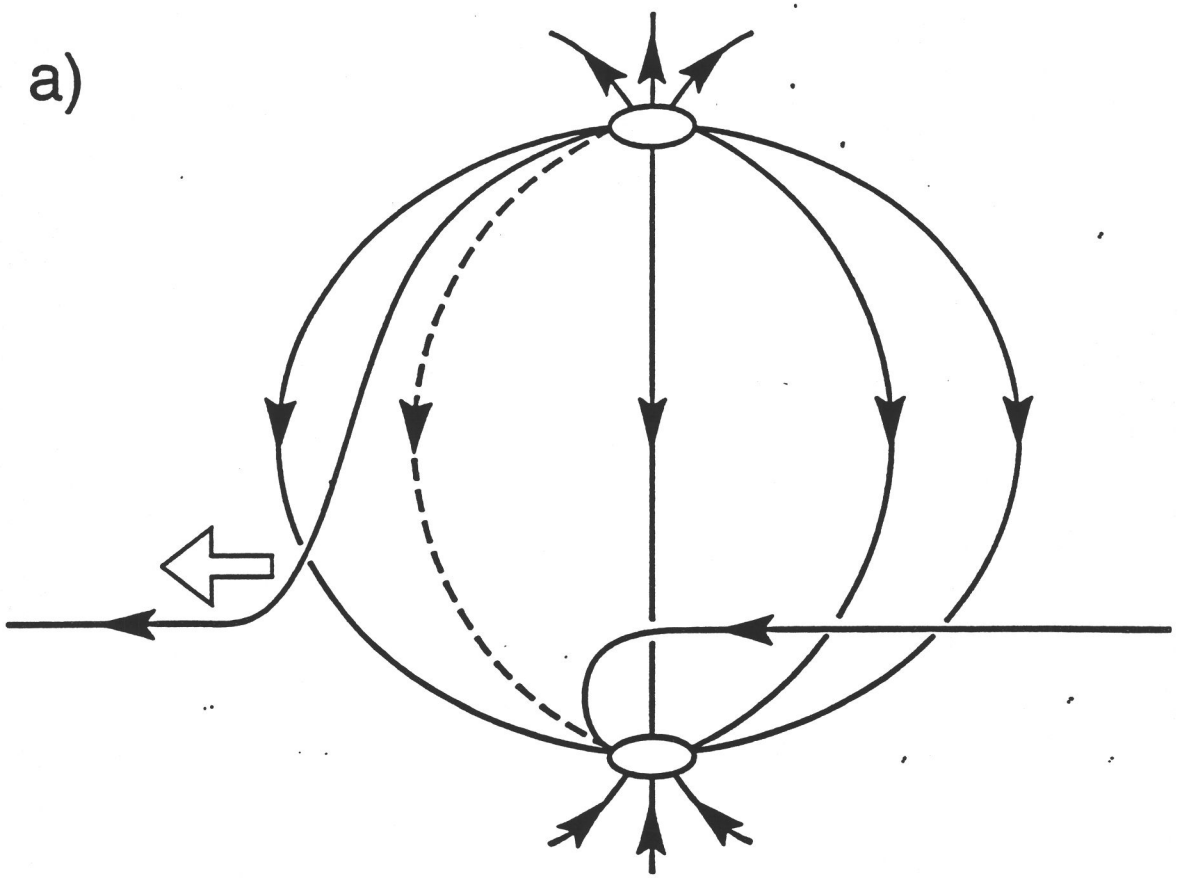

B1
B2
B3
J6
10^2
10^1
10^0
J7
10^1
10^0
:20
111.2
:21
110.5
:22
109.7
:23
109.0
34:00
108.2

Fig.6



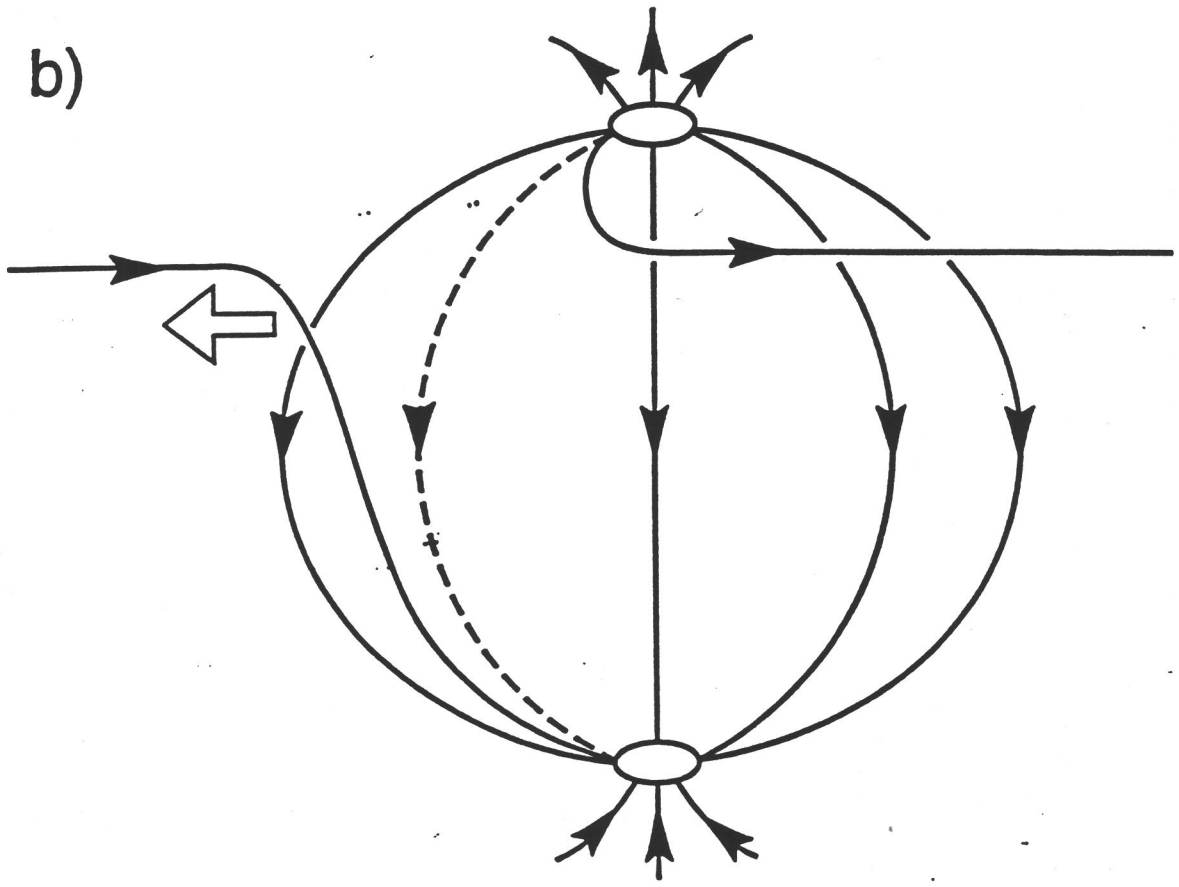


Fig.7

SH 5.3.1

OBSERVATION OF JOVIAN ELECTRONS BY THE ULYSSES ELECTRON TELESCOPE

P. Ferrando[1], R. Ducros[1], C. Rastoin[1,3],
A. Raviart[1], C. Raymond[1,3]
H. Kunow[2], R. Müller-Mellin[2], H. Sierks[2], and G. Wibberenz[2]

[1] *DAPNIA/SAp, C.E.N. Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette,France*
[2] *Institut für Kernphysik, University of Kiel, 2300 Kiel, Germany*
[3] *Ecole Polytechnique, 91 Palaiseau, France*

Abstract

We present the first observations of low energy electrons (~ 3-25 MeV) with the KET electron telescope onboard Ulysses, made while Ulysses is in the ecliptic plane on his way to Jupiter. Increases of the electron flux during quiet time periods, attributed to jovian electrons, have been detected in several occasions. The electron spectrum of these increases, the perpendicular diffusion coefficient deduced from their long term variations, and the source strength at Jupiter are all found to agree with previous determinations.

Introduction : Since 1974 the jovian magnetosphere has been clearly identified as being by far the main source of interplanetary electrons with energy less than ~ 25 MeV during quiet time periods (Teegarden et al 1974, Chenette et al 1974, Eraker 1982). All observations made from ~ 0.5 AU (Eraker and Simpson 1979) up to ~ 22 AU (Eraker 1982), and in different jovian seasons (Chenette 1980, Moses 1987), have shown that : i) Jupiter is a continuously emitting point source, ii) the electron propagation is well described by the convection diffusion model of Chenette et al (1977), iii) the CIR's play a key role in the electron propagation (Pyle and Simpson 1977, Conlon and Simpson 1977, Conlon 1978, Chenette 1980). Observations of jovians electrons have been up to now restricted to the ecliptic plane, except for measurements by Pioneer 11 made up to 16° heliographic latitude which suggested a very low level of jovian electrons at very high latitudes (Hamilton and Simpson 1979).
After its encounter with Jupiter in Feb. 92, Ulysses will spend more than 230 days above 70° heliographic latitude in summer 1994 and 1995, far above the level reached by Pioneer 11. This should give completely new insights into the problem of the propagation of jovian electrons in three dimensions. In this paper, we present the first observations of these low energy electrons by the KET experiment onboard Ulysses, while Ulysses is still in the ecliptic plane.

Instrumentation : The KET is specifically designed to measure not only the electron spectrum, from ~ 3 MeV to several GeV, but also the proton and alpha fluxes in a wide energy range. The study of the long term variations of protons, alphas, and electrons is presented by Raviart et al (this conf. SH-6.5.5).
We only mention here the characteristics of the main electron channel we are using, E4, referring the reader to Kunow et al (this Conf. OG-10) for a complete description of the experiment. This channel detects only electrons, and is completely free of proton background. Its geometrical factor has been calculated for an isotropic flux with the help of a Monte-Carlo simulation, whose results are completely consistent with calibration data when they can be compared. The

threshold of the instrument is 2.5 MeV, and the efficient geometrical factor of the E4 channel has a maximum value of 0.33 cm^2sr at 5.75 MeV, being above 50 % of its peak value between 3.5 and 10.4 MeV. The Compton background due to energetic gamma rays produced by the RTG is the only significant source of contamination of the E4 channel. This has been quantitatively identified in our data, using two different methods which both give 1.6×10^{-3} c/s due to the RTG, consistent with a test made on ground before launch.

Observations and discussions : The time profile of the raw E4 counting rate, corrected for the RTG background, is displayed in Fig.1 from the switch-on of the experiment on Oct 23, 1990, up to the last day available to us, Aug 6, 1991. The data up to day 111 of 1991 are the final data, while later data are "quick-look" data electronically transferred from JPL to our home institutions every day. Final data correspond to an almost continuous coverage, while quick-look data cover about 8 hours/day. On this figure is also given the counting rate of the 34-125 MeV proton channel, a good indicator of solar events.
Two important facts are noticeable on this figure:

i) the long term variations of the E4 channel in quiet time periods is definitely different from the high energy protons one (Raviart et al, this conf. SH-6.5.5). Protons steadily increase with time, while the E4 quiet time level first decreases to reach a minimum value around day 120 of 1991, and then increases.

ii) several E4 count rate increases are observed with no counterpart in the low energy proton channel. The five clearest cases have been indicated by a J letter in Fig.1. The most important one, by about a factor of 15, has been observed in the begining of August 1991, when Ulysses was at 3.8 AU from the sun, and 1.6 AU from Jupiter.

These two facts, clearly similar to the well known quiet time increases (McDonald et al 1972), are interpreted as evidences for the jovian origin of these electrons. The long term variations can be qualitatively understood from the trajectory of Ulysses displayed on Fig.2 in a reference frame with Jupiter fixed. On this figure are also drawn the idealized Parker magnetic field lines for solar wind velocities of 300, 450, and 600 km/s The positions of Ulysses at switch-on of the KET, and on Aug.6 1991 (last day of the data presented), are indicated by the large black dots. In the begining of the trajectory, Ulysses was reasonably well connected to Jupiter, while the connection became worse with time. Since the electrons are propagating preferentially along the magnetic field lines, a decrease of the low energy flux is expected and observed. Later, the electron flux is expected to rise since Ulysses is coming closer to Jupiter, provided a non zero perpendicular diffusion coefficient. This is also observed.
We modelled the long term variations of the maximum of the quiet time increases with the convection diffusion model of Chenette et al (1977), assuming steady state conditions. With the notations of Chenette et al (1977), we assumed that $K_y = 5 \times 10^{22}$, and $K_z = 2 \times 10^{20}$ cm^2s (Hamilton and Simpson 1979), and varied the perpendicular diffusion coefficient K_z in the ecliptic plane and the solar wind velocity V_s (unknown to us at the time of writing) in order to account for our data. We found that variations of K_z mainly affect the time of the minimum of the flux ($\sim$ day 120, 91, in our data), while variations of V_s mainly affect the ratio of (flux of the first jovian increase)/(flux at minimum). We found that $K_z = (8 \pm 3) \times 10^{20}$, and $V_s = 400$ km/s account reasonably well with our data. The variations of flux predicted with these parameters are

shown as the dotted line on Fig.1. The value of K_z found agrees quite well with previous determinations (e.g. Hamilton and Simpson 1979, Conlon 1978).
Finally, using the combined calorimeter response of E4 and E12 channels (see Kunow et al this conf. OG-10) we derived the low energy electron spectrum of the two first jovian increases of Fig.1. We see increases in the flux up to about 25 MeV. The derived spectrum is displayed in Fig.3 in comparison with previous measurements, where open triangles correspond to the highest and lowest six-months average spectra measured by ICE (Moses 1987). The electron spectrum shows a steepening with energy as already noted by Moses (1987).
In order to compute a quick estimate of the source strength of electrons at Jupiter, we have assumed a power law spectral spectral index of -2.5, the best indicated by our data between 2.5 and 25 MeV. We then found, with the propagation model discussed above, that Jupiter is emitting $\sim 2.5 \times 10^{26} \times E^{-2.5}$ elec.MeV^{-1}s^{-1} between 2.5 and 25 MeV. Given the crude approximation of the spectrum, and the fact that the diffusion coefficients used are not completely defined with our data (we could change K_z with no visible change during this part of the orbit), we consider this result to be consistent with that of Conlon (1978) ($\sim 1.6 \times 10^{26} \times E^{-1.5}$ elec.MeV^{-1}s^{-1} from 3 to 6 MeV).

Conclusions and prospects: The first data and analysis given here definitely show the good performing of the KET instrument for measuring the low energy electron spectrum. Jovian electrons have been detected with a flux and a spectrum in complete agreement with previous measurements. As Ulysses comes closer to Jupiter, the propagation model discussed above predicts an increase of the jovian electron flux by more than two orders of magnitude from the lowest level already observed. This should allow accurate studies of the anisotropy of these electrons, and also of their time periodicity (10 hours recurrences, Chenette et al 1974). After Jupiter encounter, their flux on the Ulysses trajectory is expected to decrease significantly, the guesses being very difficult to make. With already identified data selections, the KET should be able to detect their level down to 10^{-5} c/s, i.e more than 100 times less than already observed. This should be an invaluable information to understand the three dimensional propagation of particles in the interplanetary medium.

References:

1) Chenette D.L., et al. : 1974, J.Geophys.Res. **79**, 3551
2) Chenette D.L., et al. : 1977, Astrophys.J. **215**, L95
3) Chenette D.L. : 1980, J.Geophys.Res. **85**, 2243
4) Conlon T.F. : 1978, J.Geophys.Res **83**, 541
5) Conlon T.F., and Simpson J.A. : 1977, Astrophys.J. **211**, L49
6) Eraker J.H. : 1982, Astrophys.J. **257**, 862
7) Eraker J.H., and Simpson J.A. : 1979, Astrophys.J. **232**, L134
8) Hamilton D.C., and Simpson J.A. : 1979, Astrophys.J. **228**, L123
9) L'Heureux J., and Meyer P. : Astrophys.J. **209**, 955
10) McDonald F.B., et al. : 1972, J.Geophys.Res. **77**, 2213
11) Moses, D. : 1987, Astrophys.J **313**, 471
12) Pyle K.R., and Simpson J.A. : 1977, Astrophys.J. **215**, L89
13) Simnett G.M., and McDonald F.B. : 1969, Astrophys.J. **157**, 1435
14) Teegarden B.J., et al. : 1974, J.Geophys.Res **79**, 3615

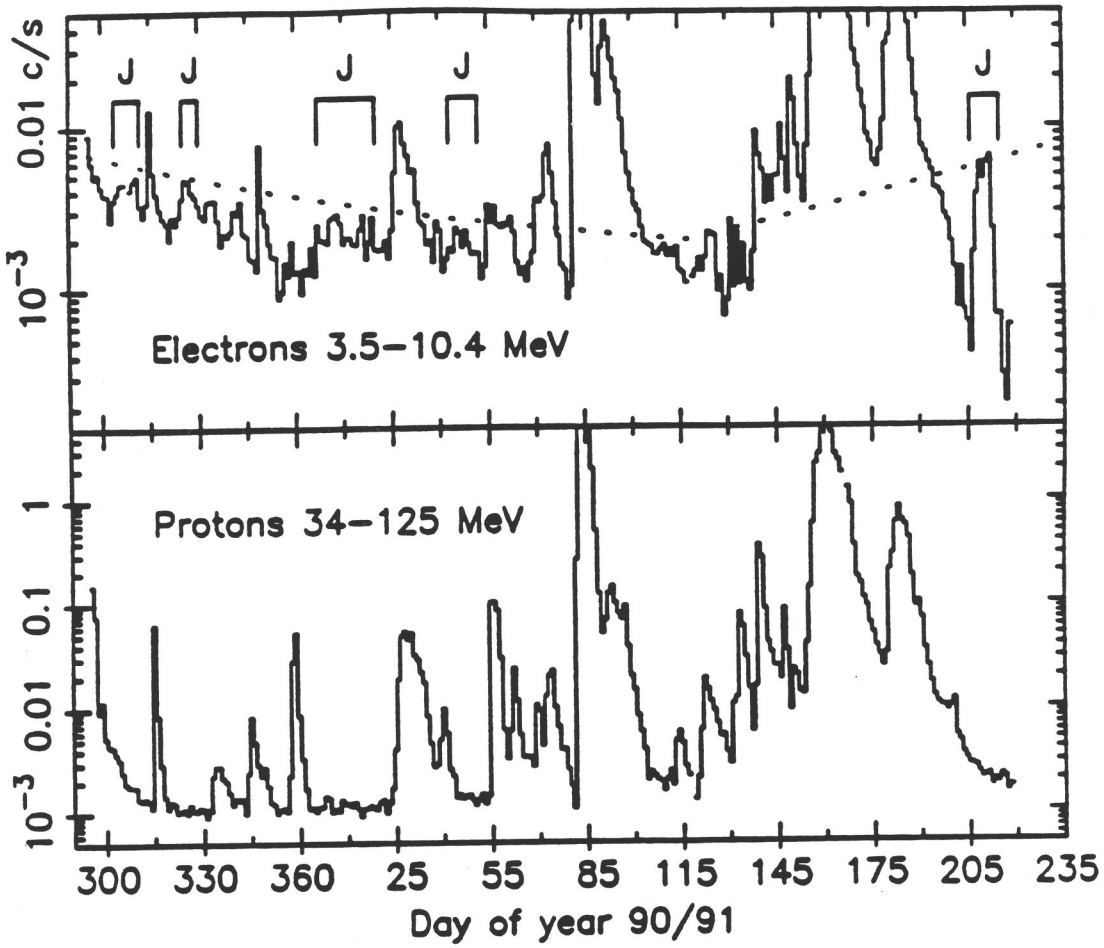


Fig.1 : Time profile ot low energy electrons and protons measured by KET, from switch on of KET to Aug.6, 1991. The J indicate periods of quiet time increases. The dotted line is the prediction of the convection diffusion model.

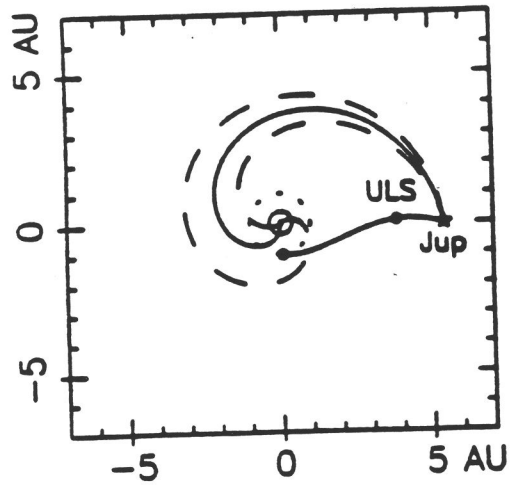


Fig.2 : Trajectory of Ulysses in a system with Jupiter fixed. See text for details.

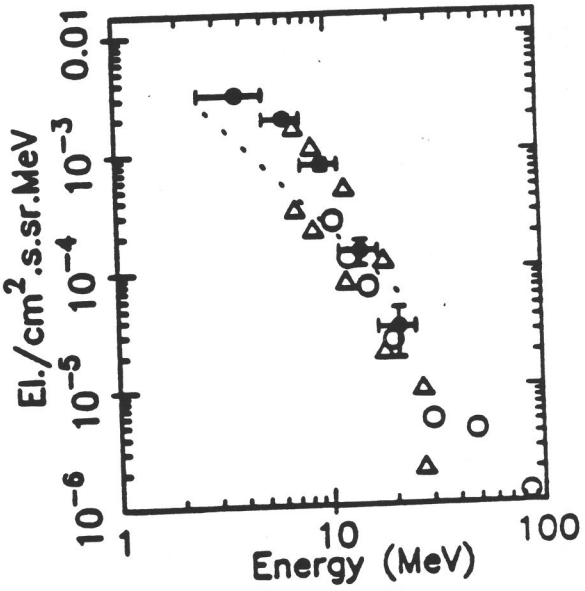


Fig.3 : Electron differential energy spectrum. Full dots : this experiment for the two first increases of Fig.1; open dots : ref.9; open triangles : ref.11; dashed line : ref.13.

The "10-hour" Modulation of the Jovian Electron Spectrum in Interplanetary Space - Ulysses Observations

C. Rastoin, R. Ducros, P. Ferrando, and A. Raviart
Service d'Astrophysique, C.E. Saclay, 91191 Gif-sur -Yvette, France

ABSTRACT

MeV electrons in the Jovian magnetosphere are characterized by a time modulation of their energy spectrum at the synodic rotation period of the planet ~ 10 hours. Using data from the high energy electron experiment COSPIN/KET onboard Ulysses, we have searched for this periodicity in the electrons detected in interplanetary space, outside the magnetosphere. Our search covers the time interval from day 200 of 1991 up to the end of 1992, during which several electron flux Smooth Increases from Jovian origin (JSIs) were observed. We found that the electron spectrum is modulated at approximately the "10-hour" period during time intervals which are containing either JSIs or short duration and strongly anisotropic "jet" events we discovered in the vicinity of Jupiter. Interplanetary propagation conditions probably explain the appearance and disappearance of the electron spectrum modulation. The variations of the modulation period may be intrinsic to the Jovian magnetosphere and/or its connection with the interplanetary space.

1. INTRODUCTION

Since the first Jovian fly-by in 1973 by Pioneer 10, it has been realised that Jupiter is by far the most important source of about tens of MeV electrons in interplanetary space (Teegarden et al, 1974). During each of the five passes through the Jovian magnetosphere, the electron spectra showed a periodic hardening locked into the Jovian synodic period 9h55'33.12" and without long-term phase drift in the twenty years between the observations of P-10 and Ulysses (Simpson et al, 1992a). This modulation, for which no satisfactory theoretical explanation has yet been given, was referred as a "clock phenomenon" because its phase does not depend on the position of the observer. Probably caused by the interaction between the magnetosphere and the solar wind, this modulation is more obvious in the dayside magnetosphere and the magnetosheath for all spacecrafts fly-bys. It was also observed in interplanetary space up to ~ 0.7 AU upwind of Jupiter in the electron flux and spectral index (Chenette et al, 1974), and up to 3.8 AU near and in the far jovian magnetotail (Schardt et al, 1983). These observations require a mean-free path much larger than derived from the average electron flux in interplanetary space (e.g. Chenette et al, 1974).

Observations of the time and spatial dependence of the Jovian electron flux with the COSPIN/KET telescope, which monitors the electron flux since its switch-on in Oct.90, can be summarized as follows (Ferrando et al, 1991, 1993). We detected electron events, we called Jovian Smooth Increases (JSI), having an intensity profile well accounted by the diffusion-convection model of Chenette et al (1977). Moreover, we discovered increases characterized by a very short duration and strong anisotropy (e.g. Fig.1); initially named bursts, they are here called jets. Jets were found as far as 0.4 AU upwind of Jupiter and 0.9 AU of Jupiter south of the ecliptic. Because jets have characteristics suggesting a "scatter-free" propagation, they are very good candidates to transport a modulation feature on long distances. This study intends to quantitatively verify this.

2. INSTRUMENTATION AND ANALYSIS TECHNIQUE

The KET instrument, part of the COSPIN experiment (Simpson et al, 1992a) is built to have two pure electron channels E4 and E12, we consider here. They correspond to 3.5-10.4 MeV and 7-106 MeV energy ranges at the FWHM of their efficient geometrical factor. The counting rates ratio E4/E12 are taken in the following as a measure of the spectral index around 10 MeV. The E4 counting rates

(254)

are accumulated in eight sectors dividing the observation plane perpendicular to the Earth-Ulysses direction, and are used to perform an anisotropy Fourier analysis.

In order to study in a given time interval the spectral modulation at period T, we build a phase histogram of the E4/E12 ratio. The E4/E12 value in a given phase bin is computed as the weighted average of all the measurements of the E4/E12 ratios occuring during this phase. A number of 18 phase bins was chosen. A periodic spectrum at period T_0 will cause the histogram built with a folding period equal to T_0 to have a peak, as in Fig.2. We test the compatibility of the obtained histogram with a flat one by a reduced χ^2 computation. A large χ^2 indicates a distribution which significantly deviates from a constant. It is a necessary but not sufficient condition to establish an actual modulation. For example, a large and short E4/E12 increase will show up in one bin of the phase histogram, giving a large χ^2, whatever the folding period chosen. Moreover, a periodic signal at period T_0 will appear flat in an histogram made with a folding period $T = T_0+T_0/n$, where n is the number of periods T_0 during the time interval (Schardt et al, 1983). Consequently, a modulation at period T_m will be established if $\chi^2(T_m)$ is larger than a selected high value (here we take 2.0), and is a local maximum. The sensitivity of this analysis has been further increased by using a running average of the E4/E12 ratio in three phase bins.

We have performed this analysis on the whole KET data set, using accumulation intervals of 5 days in order to have a reasonable statistics in each phase histogram. We have tested periods from 7 to 12 hours by step of 0.25 hour, with a more precise scan by step of 0.1 hour around the Jovian synodic period. We obtained this way the function χ^2 (T,D), shown in Fig.4, where T is the folding period and D the first day of the accumulation interval.

3. RESULTS AND INTERPRETATION

Fig.2 shows a phase histogram for a folding period equal to the rotation period of Jupiter. This histogram has a shape similar to, and has a peak at the same phase as the reference histogram obtained within the day-side Jovian magnetosphere. The time interval of this phase histogram (days 59 to 64, at 0.2 AU from Jupiter) contains several jets such as the one displayed on Fig.1, particularly on days 62 and 63. These jets (Fig.1) have rapid changes in the low energy electron flux, and a striking anisotropy with the most of the electrons coming from the direction of Jupiter. The presence of jets during an interval where the electron flux clearly shows the jovian 10-hour modulation (χ^2 = 11.8) strongly suggests that these jets electrons maintain their spectral modulation.

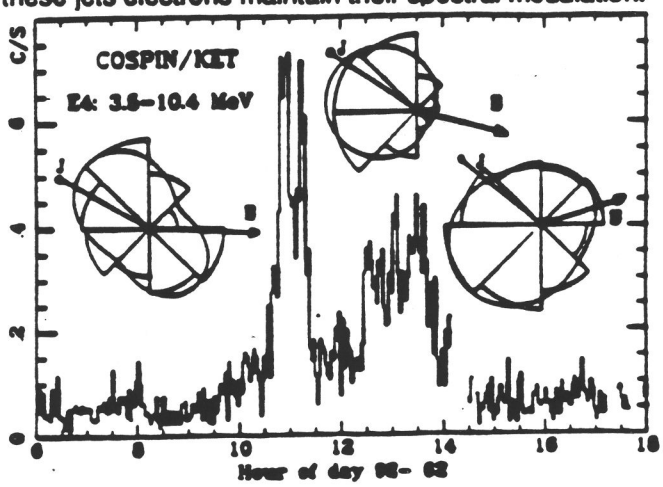


Fig.1: a typical jet event. The smooth curve on pie diagrams is the result of a Fourier analysis; the directions of the magnetic field and Jupiter are indexed by B and J.

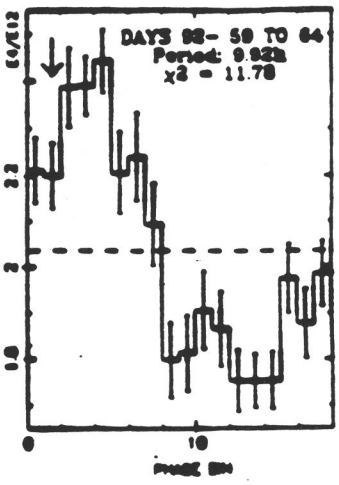


Fig.2: a E4/E12 phase diagram, at 0.2 AU of Jupiter. The arrow shows the phase of maximum in the jovian magnetosphere.

The temporal variations of the χ^2, calculated as explained above for the jovian synodic period each 5-day interval, are shown in Fig.3 covering a time during which JSI's and jets were observed. The JSI's, defined as diffusive-type increases of flux, are plotted with the symbol J; we have not attempted to define JSIs from day ~ 345 of 91 (0.5 AU from Jupiter) up to day ~ 160 of 92 (1 AU from Jupiter), the electron flux varying on too short time scales, but we have indicated the times with a large flux . The arrows correspond to the jets, selected here by requirements of i) a large increase of the electron rate in less than 20 minutes, and ii) a significant first order anisotropy. The largest χ^2 values occur not only during epochs with jets (e.g. days 59-64), but also during well-established JSIs (e.g. day ~ 175 of 92). This indicates that modulation is preferentially present during jets or JSIs. This is expected since the jets probably correspond to a direct magnetic connection between Ulysses and the Jovian magnetosphere, and the JSIs to quiet interplanetary conditions. An absence of modulation is due to the low density of jovian electrons and/or the properties of the interplanetary propagation path.

If we look back in the published observations of the previous spacecrafts, the jets seem to have been seen but were not distinguished from the JSIs. Chenette et al (1974) reported that some great and anisotropic "bursts", detected by P-10 closer than 0.7 AU from Jupiter, showed the ten-hour cyclic variation in their spectral index; it could well be that these day-long bursts in fact contained very short duration jets. Also, during the far magnetotail approaches of Voyager 2, a spectral modulation was detected in association with what Schardt et al (1983) called "long flux spikes"; moreover, inspection of their Fig.12 reveals that no modulation was observed during time intervals without "spikes". Again we suspect that these 10 to 30 hours long spikes contain jets.

There is not a one to one correspondence between jets or JSIs and an apparent modulation at 9.92 h. Calling a χ^2 event a five-day interval with a large χ^2 for the jovian synodic period, we see that some jets, as in days 65-70 or 84, are not χ^2 events and some χ^2 events, as day 348, do not coincide with a jovian event. In this last case the fluxes are so low that only two days contribute to the average.

As noted in Sect.2, there is much more information on the modulation in the function χ^2 (T,D), represented on Fig.4 for 90 days before and after the Jupiter fly-by. On this figure, the size of the points, shown only for $\chi^2 > 2.0$, are proportional to the value of the χ^2. Note that the entry in the magnetosphere on day 33 of 92 is seen as soon as day 29 because of the 5-day long accumulation interval.

We only discuss here in more details the jets that are not χ^2 events. If we look carefully at Fig.4, the modulation period seems to continuously oscillate between 9.6 and10.2 h, keeping an average close to 9.9 h, with the period during intervals associated with jets preferentially equal to the synodic period of Jupiter. Some jets, however, show periods different from 9.92 h (e.g. day 10 of 92); they are our former puzzling cases. This oscillation of the period seems to be too continuous to be a χ^2-testing artefact. Schardt et al (1981, 1983) discussed some possible explanations for these period variations, but their physical causes, bound to mechanisms of modulation, escape or propagation, are not yet clear. We can mention the fact that the period in the outer magnetosphere showed some departure from the exact synodic synchronization during the inbound phase, as if intrinsic to the magnetospheric mechanism (Simpson et al, 1992b). It would be consequently not surprising if the modulation period varies in well-established JSIs and jets, which are tranporting the Jovian modulation with the greatest efficiency.

REFERENCES

Chenette D.L., et al.: 1974, JGR, 79, 3551
Chenette D.L., et al.: 1977, ApJ, 215, L95
Ferrando P., et al.: 1991, Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf, 3, 366
Ferrando P., et al. : 1993, COSPAR (1992), Adv. in Space Res., in press
Schardt A.W., et al.: 1981, JGR, 86, 8413
Schardt A.W., et al.: 1983, JGR, 88, 1989
Simpson J.A., et al.: 1992a, A&A Suppl. 92, 365
Simpson J.A., et al.: 1992b, Science, 257, 1543
Teegarden B.J., et al. : 1974, JGR, 79, 3615

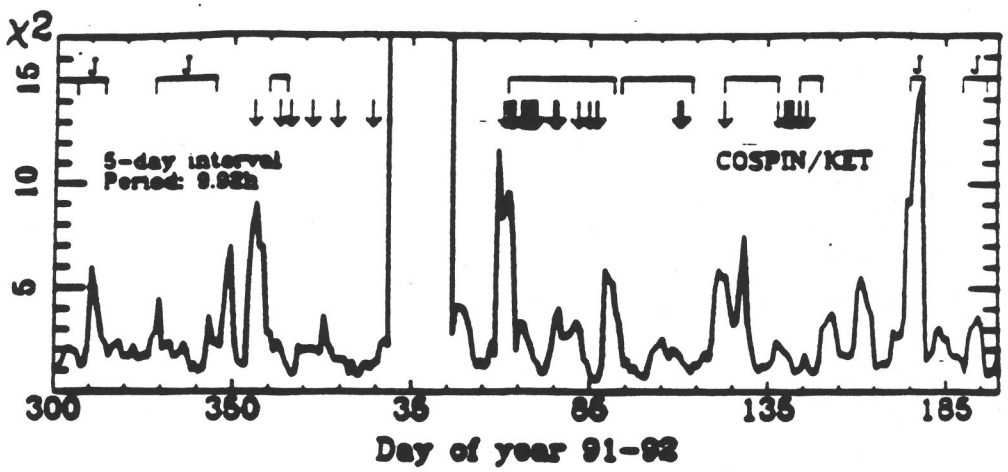


Fig.3 : Modulation reduced χ^2 of phase histograms, as a function of time. The folding period for the E4/E12 ratio is the jovian synodic period, and the χ^2 is calculated in 5 days-long accumulation intervals. Tick segments indicate times of : JSIs when labelled with a J, large electron flux when not labelled. Times of jet occurrence are shown by arrows. The out of scale χ^2 for days 29 to 47 correspond to the Jovian magnetosphere pass-through.

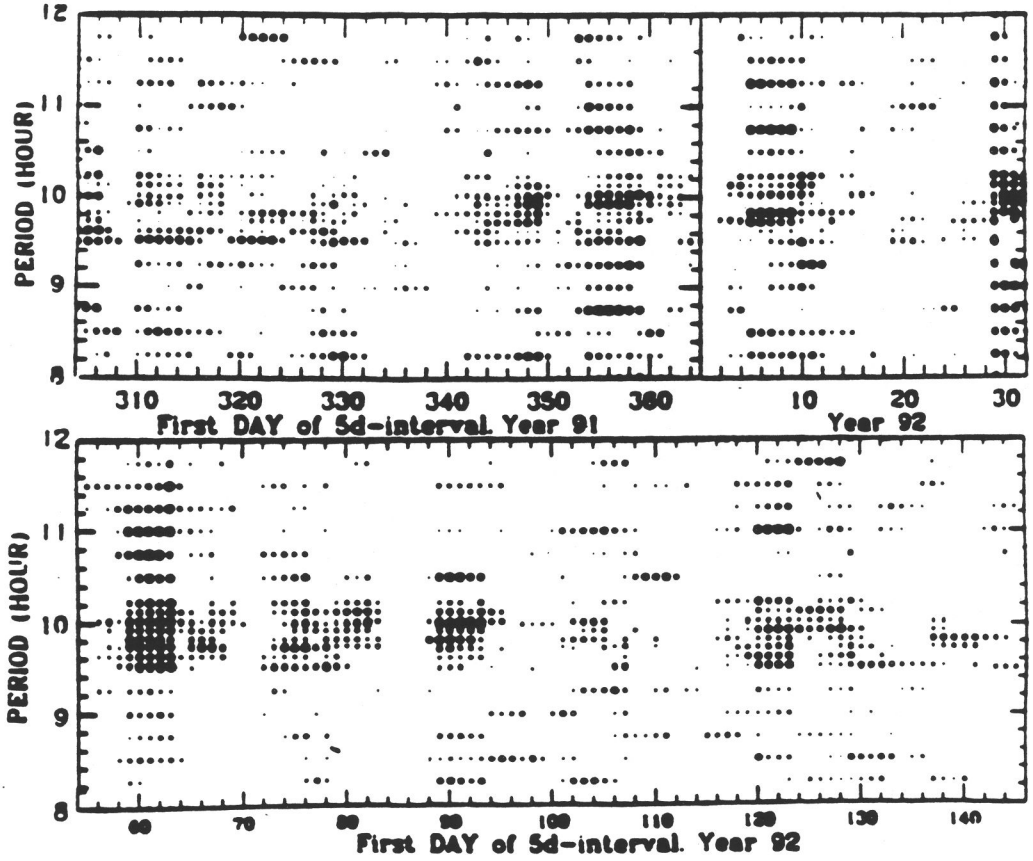


Fig.4 : a bidimensional representation of χ^2 as a function of the folding period (8 to 12 hours) for 90 days prior to and after the Jovian encounter. Steps in period are 0.1 between 9.5 and 10.3 h, and 0.25 h otherwise. The dots are plotted for $\chi^2>2.0$, with a size scaling linearly with the χ^2 value. The modulation at about the Jovian synodic period (9.92 h) appears only for some time intervals, those containing JSIs or jets.

(257)

Adv. Space Res. Vol. 13, No. 6, pp. (6)107–(6)110, 1993
Printed in Great Britain. All rights reserved.

0273–1177/93 $24.00
Copyright © 1993 COSPAR

PROPAGATION OF JOVIAN ELECTRONS IN AND OUT OF THE ECLIPTIC

P. Ferrando,* R. Ducros,* C. Rastoin,* A. Raviart,*
H. Kunow,** R. Müller-Mellin,** H. Sierks** and
G. Wibberenz**

** Service d'Astrophysique, C.E. Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France*
*** Institut für Kernphysik, University of Kiel, 2300 Kiel, Germany*

ABSTRACT

Since its switch-on in Oct. 90, the Kiel Electron Telescope onboard Ulysses has detected many quiet time increases of the flux of 3-30 MeV electrons, known to originate from Jupiter. We report on the long term variations of this flux for the Ulysses ecliptic journey, and at the beginning of the out of ecliptic phase. They are well accounted for by a simple convection-diffusion model, with diffusion coefficients along and perpendicular to the magnetic field of ~ 5.10^{22} and 8.10^{20} cm^2s^{-1} respectively. In addition to the long term flux variations, several short bursts of electrons were detected, particularly after the Jupiter fly-by at southern latitudes. Their duration is about 1 hour or less, and they show a very strong anisotropy in the general direction of Jupiter. They are more numerous and are found at larger distances after encounter (23 of them, up to 0.86 AU from Jupiter), than before (3, up to 0.40 AU).

INTRODUCTION

The fly-by of Jupiter by Ulysses in February 92 is the first one since the 1979 Jupiter encounter by the *Voyagers*. It gives a new opportunity for studying jovian electrons in the magnetosphere and in the interplanetary space. Indeed, on the basis of Pioneer 11 measurements /1/ made up to an heliographic latitude of 16 degrees, a strong decrease of the jovian electron flux is expected at the very high latitudes which will be reached by Ulysses. If this happens, it will allow the first measurement of the modulated Galactic electron flux below ~ 50 MeV, this flux being completely negligible compared to the jovian electron flux close to the ecliptic plane up to ~ 25 AU /2/.

The observations reported in this paper are from the COSPIN/KET experiment measuring electron fluxes above ~ 3 MeV. The experiment is completely described in /3/. Preliminary results in the jovian magnetosphere were given in /4/ and will not be repeated here. We rather concentrate on measurements made in interplanetary space out of the magnetosphere. This is in part a continuation of our early work /5/, but with an extended data set which now includes the complete in ecliptic phase of the Ulysses journey (Oct.90 to Feb.92), and the beginning of the out-of the ecliptic phase up to day 287 of 1992. Ulysses then reached a heliographic latitude of ~ -18 degrees.

LONG TIME JOVIAN ELECTRON FLUX VARIATIONS :

Figure 1 presents the day averages of two KET counting rate channels, pure electrons (3.5-10.4 MeV at FWHM of efficiency) corrected for RTG background (~ $1.4\ 10^{-3}$ cs^{-1}) and 34 to 125 MeV protons. Figure 1 extends the data shown by /5/. As noted in this previous work, increases of electron flux are seen with no counterparts in the proton channel, indicating that they are not due to solar flares. They are labelled "J" at distances larger than ~ 0.5 AU from Jupiter. No label is drawn for closer distances, since then all the electron flux is obviously due to Jupiter. As has been known now for more than 15 years (e.g. /6/), these flux increases are due to a variation of the magnetic connection between the spacecraft and the jovian magnetosphere from which these electrons originate.

Jovian increases farther than ~ 0.5 AU from Jupiter

The electron flux increase around day 210 of 1991 is the first one of a well defined series before Jupiter encounter, and occurred when Ulysses was at 1.6 AU from Jupiter. It is shown in more detail in Figure 2a, which displays 6 hour-average counting rates. In this figure, the dashed line is the level expected in a quiet interplanetary medium in the convection-diffusion model discussed below. The shape of the event is characteristic, with a long steady increase, and a sharp decrease. A flux increase with such a shape will be referred to as a Jovian Smooth Increase (JSI) in the following. The decrease of electron flux is correlated

(258)

AU from Jupiter), probably corresponds to rapid changes in the conditions of propagation or of injection from the magnetosphere into the interplanetary space.

Propagation model and diffusion coefficients

It has been shown several times that the quiet time jovian electron flux can be modelled by a convection-diffusion model (e.g. /8/). This analytical model has a simplified geometry, neglects the adiabatic deceleration, and assumes that Jupiter is a continuous and constant source of electrons. These electrons are simply convected by the solar wind, and diffuse with different diffusion coefficients perpendicular to and along the magnetic field **B**. The solar wind velocity V_S is assumed to be constant. Using the data up to day 218 of 1991, we derived /5/ a diffusion coefficient K_X orthogonal to **B** in the ecliptic plane of 8.10^{20} cm^2s^{-1}, assuming $V_S = 400$ kms^{-1}, and, following /1/, $K_Y = 5.10^{22}$ cm^2s^{-1}, $K_Z = 2.10^{20}$ cm^2s^{-1} (K_Y and K_Z are the diffusion coefficients along **B**, and orthogonal to **B** and the ecliptic plane respectively; these notations are those adopted by /8/).

The dashed curves in Figures 1 and 2 show the prediction of this model with the same coefficients as above. We see that the agreement with the new data up to the Jupiter fly-by is excellent so that we confirm a K_X value of 8.10^{20} cm^2s^{-1}. During the "ecliptic phase", the distance between Ulysses and Jupiter had its main component in the heliographic plane, preventing the determination of K_Z we had to assume in our earlier work. This is no more the case after Jupiter fly-by. On Figure 1 the lowest and highest curves past Jupiter are for a K_Z of 2.10^{20} and 8.10^{20} cm^2s^{-1} respectively. The maximum of flux favors the high value of K_Z, which is similar to the K_X value, indicating that there may be no necessity for introducing two different perpendicular to **B** coefficients. However, the limitation of our data does not yet allow us to reject the low value of K_Z derived from P11 data collected up to 16° of heliographic latitude /1/. The maximum Ulysses heliographic latitude for the data presented here is comparable, being -18°. A more definite conclusion will be drawn when Ulysses reach much higher latitudes.

BURSTS OF JOVIAN ELECTRONS

Whereas the long term variations of the electron flux measured in the ecliptic plane did not bring any surprise compared to earlier studies, we discovered a new class of events after the Jupiter fly-by when Ulysses dips south of the ecliptic. Figure 3 display two examples of such events, at ~ 10h30 on day 62 of 1992 (~ 0.2 AU from Jupiter), and at ~ 06h15 on day 111 of 1992 (~ 0.6 AU from Jupiter). The shape of these events, which will be referred to as jovian "bursts", is quite different from the typical JSI's shown in Figure 2. The rise time is very short, about 10 to 20 minutes, as is the duration of the maximum of flux which is less than one hour for the day 62 event. The day 62 burst is followed by a second one around 12h30, less peaked. No special feature is seen in the low energy proton flux which remains at a constant quiet time level. Identically, on day 111, two bursts seem to be present, the flux decreasing to the quiet time level for ~ 10 minutes at ~7h40.

The most striking feature of these bursts is the anisotropy of the electrons. The anisotropy is measured by a sectorisation of the 3.5-10.4 MeV electron channel in 8 sectors defined by the spinning of the spacecraft /3/. On Figure 3 have also been displayed the pie diagrams averaged over longer times (1 hour and 20 minute intervals) than the flux, for statistical reasons. Despite this, the statistics are too poor before and after the bursts for the diagrams to be significant in these regions. During the maximum of the event however, the statistics are sufficient, and the diagrams indicate a very strong first order anisotropy, corresponding to an almost unidirectional streaming of electrons. The maximum of flux points "towards" Jupiter so that it is tempting to assign these burst events to electrons escaping the jovian magnetosphere and propagating straight to Ulysses.

The sharp increase and decrease of the event together with its short duration suggests that we do not see a time evolution, but rather that Ulysses crosses magnetic field force tubes, or sheets, well connected to the jovian magnetosphere, through which electrons are constantly flowing. Assuming a convection speed for the field of ~ 400 kms^{-1} yields a typical size for such tubes of ~ 1.5 10^6 km along the Ulysses trajectory and for a 1 hour duration of the burst. This size corresponds to ~ 100 Larmor radii for ~ 5 MeV electrons in the ~ 1 nT magnetic field typical for the burst period.

With stringent selection criteria on the increase of flux, we identified 23 bursts after the Jupiter fly-by, south of the ecliptic. Some of them are very short, with a maximum flux duration of less than 5 minutes, representing ~ 10's of Larmor radii for the size of the force tube involved. The last burst occurs on day 146

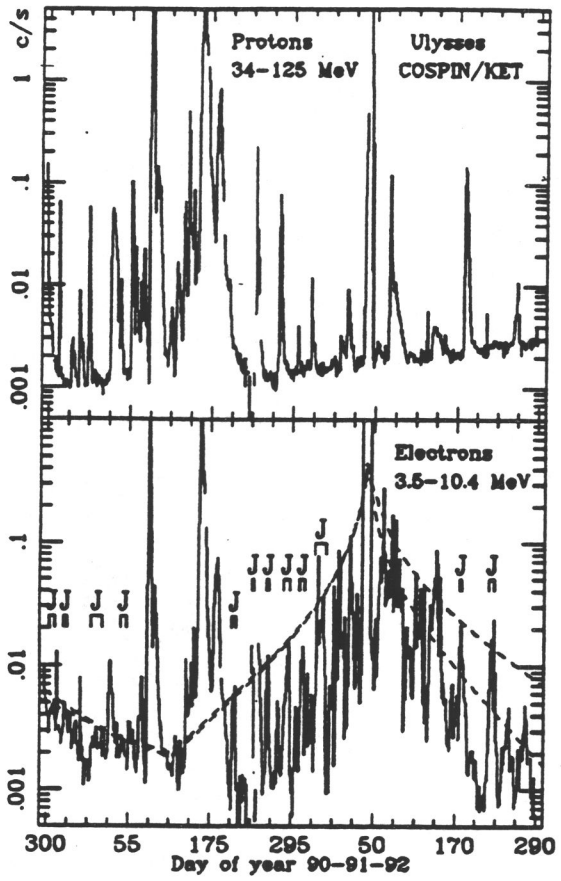


Fig.1 : Time profile of electrons and protons measured by KET. The Js indicate the Jovian Smooth Increases discussed in text. The dashed lines are the convection-diffusion model predictions with parameters discussed in text.

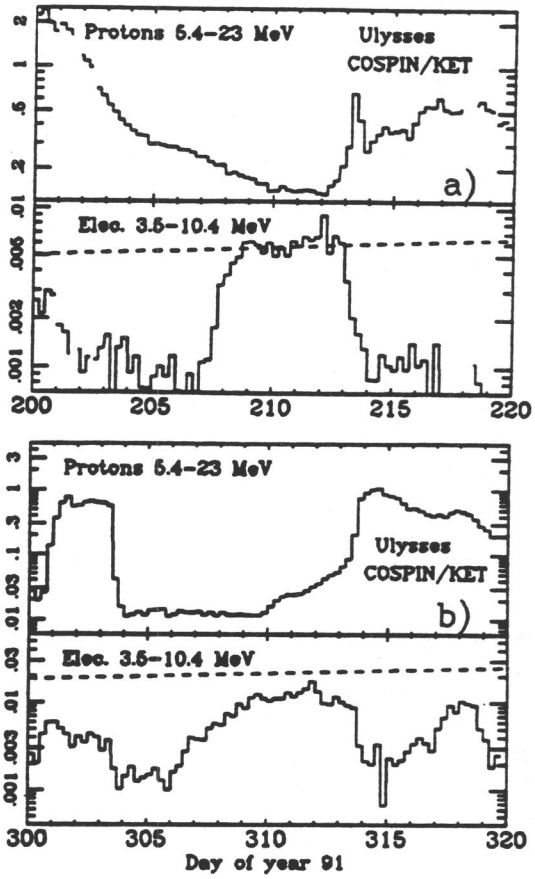


Fig.2a,b: 6 hour-averages of the counting rates (c/s) for two Jovian Smooth Increases. The dashed curve is the quiet time level in the convection-diffusion model. The distance to Jupiter is 1.6 AU in a), 0.77 AU in b).

with a peak in the proton channel, probably indicating acceleration of particles by an interplanetary shock passing Ulysses. Similarly, the JSI centered around day 310 of 1991 at 0.77 AU from Jupiter (Figure 2b), has the same shape with a sudden decrease due to the passing of an interplanetary event. Because of its high energy, our proton channel is not the best indicator of interplanetary shocks, but already shows that all the identified JSI's do stop when a proton "event" occurs at Ulysses.

This is quite similar to previous studies (/6/ and /7/) showing that the jovian electron flux measured by Pioneer 10 and 11 (P10,P11) was modulated by Corotating Interaction Regions which, when they are between the spacecraft and Jupiter, act as effective barriers to the jovian electrons propagation. The flux was rising again when the trailing edge of the CIR was convected past Jupiter. Moreover Conlon /7/ could show that i) the shape of the electron flux rise was as expected from the convection-diffusion model discussed below, and ii) the rise time of a JSI is larger far from Jupiter than close to Jupiter. We do find the same shape for the JSI as in P10-P11 data, but we do not confirm Conlon's conclusion about the rise time. Indeed, for the two events shown in Figure 2, this is exactly the opposite : the first event rises in ~ 2 days, the second in ~ 4 days. Moreover, this second event may not have reached its maximum, since there is an ongoing proton event in the beginning of day 310. The difference with Conlon's result may be due the difference in solar activity. P10-P11 data were taken at a time of solar minimum, whereas Ulysses data cover a much more perturbed solar maximum period.

Jovian flux close to Jupiter

When Ulysses came closer than ~ 0.5 AU from Jupiter (day 350 of 1991), the average flux of electrons continued to increase, but with a much more complicated structure, the characteristic JSI shape being no more present. This structure, which persists after the Jupiter fly-by at least up to day ~ 160 of 1992 (~ 1

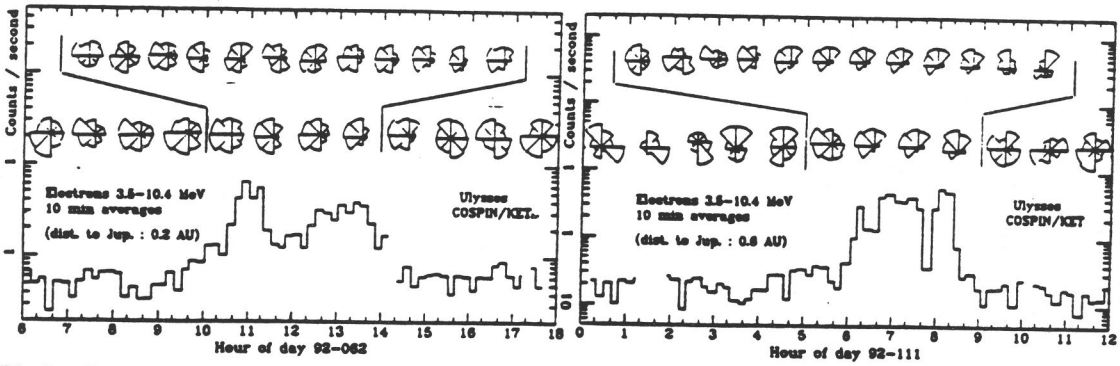


Fig.3 : Two examples of bursts events, on day 62 and 111 of 1992. Counting rates are 10 minutes averages. The anisotropy for the same channel is also shown, with one hour and 20 minutes averages.

of 1992, at 0.86 AU from Jupiter. A search in the data before Jupiter fly-by with the same criteria revealed that bursts are also present. However, only 3 of them were found, the farthest one being at 0.4 AU from Jupiter. For all of these burst events, the first order anisotropy is strong and is directed within ~ 25° of the Jupiter direction. The strong first order anisotropy suggests a "scatter free" propagation of the electrons.

This can help in identifying how electrons are leaking out of the jovian magnetosphere. The short duration of the bursts, compared to the JSI's, are probably due to a complicated field lines topology resulting in a very sharp transition between force tubes connected and not connected to the Jupiter magnetosphere, although other explanations are possible.

CONCLUSION

These new data on jovian electrons have confirmed that electrons propagate in the interplanetary medium according to the diffusion-convection model. The diffusion coefficients derived from this work are similar to those found with previous spacecraft data, particularly P10-P11, despite the fact that Ulysses and P10-P11 data were taken at different epoches of the solar cycle. The determination of the diffusion coefficient perpendicular to **B** will be improved when Ulysses reach higher latitudes.

Related to the propagation conditions is the "10 hour" clock modulation of the electron spectrum which was present well before the Jupiter magnetosphere entry of P10 /9/. For Ulysses, this modulation is not easily detected in our data outside of the jovian magnetosphere, although it was immediately and unambiguously seen as soon as Ulysses entered it /4/. The reason for this is under investigation.

Finally, an important finding of Ulysses is the discovery of electron bursts, with a very strong anisotropy pointing towards Jupiter, and signing one way the electrons are leaving the jovian magnetosphere. The propagation of the electrons during these bursts seem to be scatter free. These bursts are more numerous south of the ecliptic than in the ecliptic, and extend to a larger distance. They will be studied in more detail in the future.

REFERENCES

/1/ D.C. Hamilton and J.A. Simpson, *Astrophys J.* **228**, L123 (1979)
/2/ C. Lopate, *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf. (Dublin)* **2**, 149 (1991)
/3/ J.A. Simpson and 30 others, *Astron. Astrophys. Suppl.* **92**, 365 (1992a)
/4/ J.A. Simpson and 18 others, *Science* **257**, 1543 (1992b)
/5/ P. Ferrando, R. Ducros, C. Rastoin, A. Raviart, C. Raymond, H. Kunow, R. Müller-Mellin, H. Sierks and G. Wibberenz, *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf. (Dublin)* **3**, 366 (1991)
/6/ T.F. Conlon and J.A. Simpson, *Astrophys J.* **211**, L49 (1977)
/7/ T.F. Conlon, *J.Geophys.Res* **83**, 541 (1978)
/8/ D.L. Chenette, T.F. Conlon, K.R. Pyle and J.A. Simpson, *Astrophys J.* **215**, L95 (1977)
/9/ D.L. Chenette, T.F. Conlon and J.A. Simpson, *J.Geophys.Res.* **79**, 3551 (1974)

Pergamon

Planet. Space Sci., Vol. 41, No. 11/12, pp. 839–849, 1993
Copyright © 1994 Elsevier Science Ltd
Printed in Great Britain. All rights reserved
0032–0633/93 $7.00+0.00

0032–0633(93)E0031–7

Jovian electron jets in interplanetary space

P. Ferrando, R. Ducros, C. Rastoin and A. Raviart

Service d'Astrophysique, C. E. Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France

Received 21 May 1993; revised 21 October 1993; accepted 21 October 1993

Abstract. The COSPIN/KET experiment onboard *Ulysses* has been monitoring the flux of ~3–20 MeV electrons in interplanetary space since the launch of *Ulysses* in October 1990. The origin of these electrons has been known for a long time to be the Jovian magnetosphere. Propagation models assuming interplanetary diffusion of these electrons in the ideal Parker magnetic field were successfully developed in the past. The average electron flux measured by our experiment agrees with these models for most of the times before and after the Jovian flyby of February 1992, i.e. in and out of the ecliptic down to 28°S of heliographic latitude for the last data presented here (end of March 1993).

However, in addition to this average flux level well accounted for by diffusion in an ideal Parker field, we have found very short duration electron events which we call "jets", characterized by: (i) a sharp increase and decrease of flux; (ii) a spectrum identical to the electron spectrum in the Jovian magnetosphere; and (iii) a strong first-order anisotropy. These jets only occur when the magnetic field at *Ulysses* lies close to the direction of Jupiter, and most of the time (86% of the events) points outwards from Jupiter, i.e. has the same polarity after the flyby as the Jovian dipole (North to South). These events are interpreted as crossings by *Ulysses* of magnetic flux tubes or sheets directly connected to the location of the Jovian magnetosphere from which electrons escape into interplanetary space. The average thickness of these sheets is $\sim 10^{11}$cm or ~14 Jovian radii. These jets are clearly identified up to 0.4 a.u. before the Jupiter flyby in the ecliptic plane, and up to 0.9 a.u. out of the ecliptic.

Moreover, the characteristic rocking of the electron spectrum in the Jovian magnetosphere with a 10 h periodicity is found to be present during the jets, and predominantly during them. In the past, this modulation has been reported to be present in interplanetary space as far as 1 a.u. upwind of Jupiter, a fact which cannot be accounted for by diffusion in the average Parker magnetic field. Our finding gives a simple explanation to this phenomenon, the 10 h modulation being carried by the "jet" electrons which travel with no appreciable diffusion along magnetic field lines with a direction far from the ideal Parker spiral.

1. Introduction

The Jovian magnetosphere has been known for about 20 years to be the source of the low-energy electrons observed in interplanetary space during quiet time periods, up to ~30 MeV (e.g. Teegarden *et al.*, 1974; Chenette *et al.*, 1974; Eraker, 1982). The flux of these electrons is much larger than the flux of electrons of galactic origin, at least in the ecliptic plane and at distances as far as 25 a.u. from the Sun (Lopate, 1991). In the context of interplanetary propagation of energetic particles, this makes Jupiter an important source of electrons, the other sources being the Sun with the solar energetic particles (SEPs) accelerated during flares, and the interstellar space with its steady-state galactic cosmic ray (GCR) population. Compared with these two last sources, Jupiter has several advantages. First, the shape of the electron spectrum is known at the source, thanks to measurements done *in situ* in the Jovian magnetosphere by *Pioneer* 10 and 11 (P10, P11), *Voyager* 1 and 2 (V1, V2), and now *Ulysses* in February 1992. This is not the case for the SEPs and the GCRs, for which the source spectrum is rather unknown. The second advantage is that Jupiter's location in the spiral interplanetary magnetic field is known accurately. The position of the source of Jovian electrons is thus well known on the scale considered for propagation (some a.u.s), if it is assumed that the main emission region of electrons is not the far Jovian magnetotail. This assumption is not yet proven to be valid, but hints in favour of its validity are: (i) the success of the propagation model discussed in Section 3 (which assumes that Jupiter is a point source); and (ii) the results of this study which shows that at least some electrons are coming from a region close to Jupiter's body. For SEPs, where the location of the parent flare is also

Correspondence to: P. Ferrando

(262)

well known, important coronal propagation effects often add difficulties to the study of the interplanetary propagation. For GCRs, in the current modulation theories, a major role is played by large-scale heliospheric drifts, resulting in a preferred entry of the particles at the poles or at the equator of the heliosphere whose boundary location and shape are unknown (e.g. McKibben, 1987). This makes Jupiter unique for the understanding of interplanetary propagation.

In the past the Jovian electrons have been studied thanks to experiments onboard the deep space missions P10, P11 and V1, V2, on satellites close to the Earth, in particular *ISEE*-3 (*ICE*) and *IMP*-8, and on *Mariner* 10 within 1 a.u. from the Sun. All these observations made from ~ 0.5 a.u. (Eraker and Simpson, 1979) to ~ 22 a.u. (Eraker, 1982) in interplanetary space, and close to the Earth in different Earth–Jupiter magnetic connection conditions (Evenson *et al.*, 1985; Moses, 1987) are consistent with the following: (i) Jupiter is a continuously emitting source; (ii) the Jovian electron flux is modulated by the corotating interaction regions (CIRs) which act as effective barriers to propagation (Conlon and Simpson, 1977; Pyle and Simpson, 1977; Conlon, 1978; Chenette, 1980); and (iii) when not perturbed by CIRs, the electron flux is well described by the convection–diffusion model developed by Chenette *et al.* (1977), with an anisotropic diffusion tensor.

One particular feature of the Jovian electrons (inside the magnetosphere) is the variation of their spectral slope with the synodic period of Jupiter (9 h 55 min 33.12 s) (Simpson *et al.*, 1975). This 10 h modulation was detected in the electron flux during the long-lasting "electron bursts" detected by P10 in interplanetary space prior to the Jupiter flyby at distances up to $\sim 10^8$ km from Jupiter (Chenette *et al.*, 1974). The persistence of the 10 h modulation over such a long distance was recognized to be inconsistent with the propagation of electrons in an ideal Parker magnetic field, using the diffusion coefficients values necessary to account for the average electron flux in interplanetary space (Chenette *et al.* used $K_{\parallel} = 10^{22}$ cm^2 s^{-1}, $K_{\perp} = 1.5 \times 10^{20}$ cm^2 s^{-1}). In a subsequent study of these bursts, Smith *et al.* (1976) reported that for those at distances less than $\sim 3 \times 10^7$ km upwind of Jupiter, the magnetic field line at P10 was along the Jupiter–P10 line, suggesting a direct propagation along the field rather than across the nominal Parker field lines. On the other "side" of Jupiter, the 10 h modulation was found in the spectral index of the electron flux in different locations up to 3.8 a.u. in and close to the Jovian magnetotail by V2 (Schardt *et al.*, 1983), implying a mean free path larger than 0.75 a.u. in the magnetotail.

In this paper, we present observations of Jovian electrons that shed new light on their propagation in interplanetary space. These observations are made with the Kiel Electron Telescope (KET) instrument onboard *Ulysses*, the fifth spacecraft to visit the Jovian magnetosphere. Since its switch-on on 23 October 1990, the KET is continuously monitoring the Jovian electron flux. We will first present the electron time profile from October 1990 to the end of March 1993—*Ulysses* was then at 28°S heliographic latitude—which is found to be well described by the convection–diffusion model of propagation with diffusion coefficients similar to those derived from previous missions.

We will then present the finding of particular electron events which we call "jets", at distances up to 0.9 a.u. from Jupiter. These jets have a very short duration, of 1 h or less, and are thus quite different from the "electron bursts" reported by Chenette *et al.* (1974) which have a typical duration of several days. The other characteristics of the jets are: (i) a fast rise and decay; (ii) a strong first-order anisotropy; and (iii) a spectrum similar to the electron spectrum in the Jovian magnetosphere. The direction of the anisotropy, as well as the spectrum, indicate with no doubt that these electrons are coming from the Jovian magnetosphere with hints of a better connection to its South side. Moreover, we have found that the "jet" electron spectrum is strongly modulated by the 10 h periodicity, whereas the electron flux outside of the "jet" events does not exhibit a clear modulation pattern, if any. A preliminary correlation with the *Ulysses* magnetic field data, kindly provided by A. Balogh, has revealed that the jets are present only when the field direction at *Ulysses* is close to the Jupiter–Ulysses line, [a result reminiscent of the Smith *et al.* (1976) one], and predominantly when it has a southward polarity. The results of this study show that jet electrons observed in the Southern Hemisphere of the heliosphere (i) probably escape the Jovian magnetosphere from the South side, and (ii) propagate in thin flux tubes or sheets, directly connected to the Jovian magnetosphere, without any appreciable diffusion along distances of at least ~ 1 a.u. A preliminary report of this work was presented in Ferrando *et al.* (1993).

2. Instrumentation

Interplanetary electrons are measured by the KET instrument onboard *Ulysses*, one of the five instruments of the COSPIN experiment. A complete description of the KET, which is specifically dedicated to the study of high-energy electrons, is given in Kunow *et al.* (1991) and Simpson *et al.* (1992a). For the purpose of this paper, we only briefly recall the basic features of the instrument (Fig. 1). The first part is the velocity–charge module, consisting of a silica aerogel Cerenkov detector C1 (with a β threshold of 0.938) placed between two 1 mm thick surface barrier semi conductors, D1 and D2. This is followed by a calorimeter section with a 2.5 radiation length lead fluoride crystal C2 and a penetration scintillator S2. The velocity–charge module and C2 are surrounded by an active anticoincidence A. D1 and D2 are used to measure the charge of the particles (restricted to $Z = 1$ and 2), while C1 performs the discrimination between protons and electrons. The velocity threshold for protons to give a signal above the C1 discriminator setting has been measured at CERN, and is 2.2 GeV. At this energy, protons penetrate all the detectors. Electrons penetrating at least up to D2 have a sufficient velocity to trigger C1, and can then develop or not an electromagnetic shower in C2, depending on their energy. The characteristics of the two pure electron coincidence channels, E4 and E12, are given in Table 1.

The only background counts found in these pure elec-

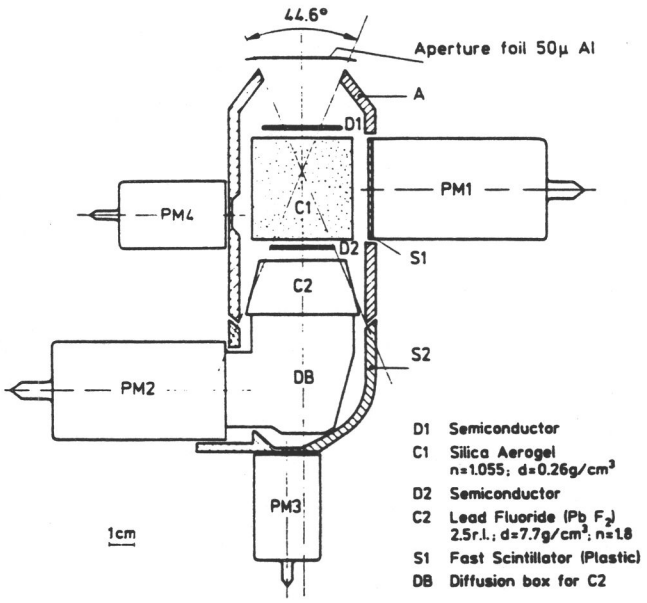


Fig. 1. Sketch of the KET instrument

tron channels are: RTG radiation induced counts in the E4 channel with a level estimated as $\sim 1.3 \times 10^{-3}$ c.p.s., and gamma rays induced by high-energy protons in the spacecraft body, in the E12 channel, with a level less than $\sim 0.5 \times 10^{-3}$ c.p.s. In this work we have mostly used the E4 counting rates. The KET is also measuring protons in six channels, starting at 2.7 MeV, and alpha particles in five channels, starting at 5.4 MeV/nucleon. The counting rate of the P32 proton channel (34–125 MeV protons) will also be shown.

In addition to these coincidence channels, the rates of each detector are registered. Although not as well defined as the coincidence channels, it is possible to assign an energy threshold E_t and a geometrical factor G for the response to electrons of each individual detector. We have estimated the following: $E_t = 0.2$ MeV and $G = 6.8$ cm^{2}sr for D1, $E_t = 0.45$ MeV and $G = 200$ cm^2 sr for A, and $E_t = 2$ MeV and $G = 5$–10 cm^2 sr for D2. This will be used to build the integral electron energy spectrum below the E4 threshold.

The KET is mounted on one of the spacecraft platforms, perpendicular to the spin axis, which is also the axis of the antenna always pointing to the Earth. The E4 and P4 counts are accumulated independently in eight sectors of 45° in the platform plane, allowing a measurement of the anisotropy in this plane. The accumulation period is dependent on the telemetry rate, the highest time resolution being 120 s. We measure the anisotropy direction in the spacecraft coordinate system, defined as follows: the Z-axis is the rotation axis of *Ulysses* (the antenna axis, pointing towards the Earth); the X-axis is the direction of the Sun in the rotating plane; the Y-axis completes a right-handed system. We will actually use the spherical coordinates attached to this (X,Y,Z) system, denoting by θ the polar angle measured from the Z-direction, and by ϕ the angle in the (X,Y) plane measured counterclockwise from the X-axis.

Launched on 6 October 1990, *Ulysses* was directed first towards Jupiter for the gravity-assist manoeuvre which placed it on a high inclination orbit. The KET was switched on 23 October 1990, and except for very short periods, has provided continuous measurements. The Jupiter closest approach occurred on 8 February 1992, and findings in the Jovian magnetosphere have been given in Simpson *et al.* (1992b).

3. Long-term flux variations

Figure 2 presents the 24 h averages of the couting rates of the E4 and P32 (34–125 MeV protons) channels from switch on (23 October 1990) to the end of March 1993, extending the data shown in Ferrando *et al.* (1993). As already discussed (Ferrando *et al.*, 1991, 1993), the proton and electron counting rates show distinct long-term variations. From switch-on to mid-1991, numerous solar flares are visible in the P32 channel, some of them being also seen in electrons. The most important of these flares have been discussed by Wibberenz *et al.* (1993) and Müller-Mellin *et al.* (1993). After mid-1991, the Sun was much less active and only some flares are detected in the P32 rate which then shows the solar modulation recovery (Raviart *et al.*, 1991; Heber *et al.*, 1993). As noted by Balogh *et al.* (1993), the interplanetary medium was then simply organized with two well-developed CIRs, and the definite presence of sectors in the solar wind. The electron rate has a quite different shape from that for protons. The quiet-time level begins to decrease with time, and then starts to increase in mid-1991. As shown in Ferrando *et al.* (1991), this is qualitatively explained by the magnetic connection of *Ulysses* to Jupiter assuming a standard Parker magnetic field.

Figure 3 displays the trajectory of *Ulysses* in a system with a fixed Sun–Jupiter line. On this figure are also drawn ideal Parker magnetic field lines for a 350 and 500 km s^{-1} solar wind velocity. At launch, *Ulysses* and Jupiter

Table 1. Detector characteristics for the two pure electron channels. E_{min} is the minimum energy to trigger an E4 count. The range of energy is at the FWHM of the geometrical factor curve. G_{max} is the maximum geometrical factor, reached at the energy $E_{G_{max}}$. Finally, θ is the half-aperture angle of the (geometric) acceptance cone

Channel	Coincidence requirement	E_{min} (MeV)	E range (MeV)	G_{max} (cm^{2}sr)	$E_{G_{max}}$ (MeV)	θ (degree)
E4	D1·C1·D2	2.5	3.5–10.4	0.33	5.7	22.5
E12	D1·C1·D2·C2		7–106	0.69	20	22.5

(264)

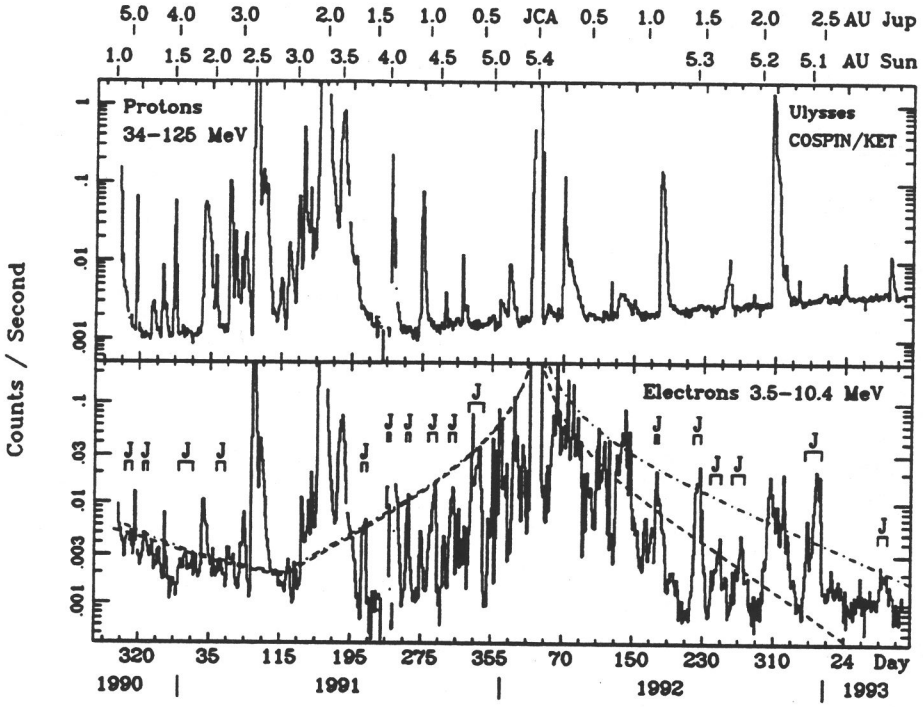


Fig. 2. Day average of the counting rates of the (i) (*bottom*) E4 electron channel, and (ii) (*top*) P32 proton channel. In the electron rate panel, the Js indicate periods of quiet-time increases, while the dashed lines show the average flux calculated in the diffusion–convection model using parameters given in Section 3. The distances of *Ulysses* to the Sun and to Jupiter are given at the top of the figure, with JCA indicating the time of closest approach to Jupiter

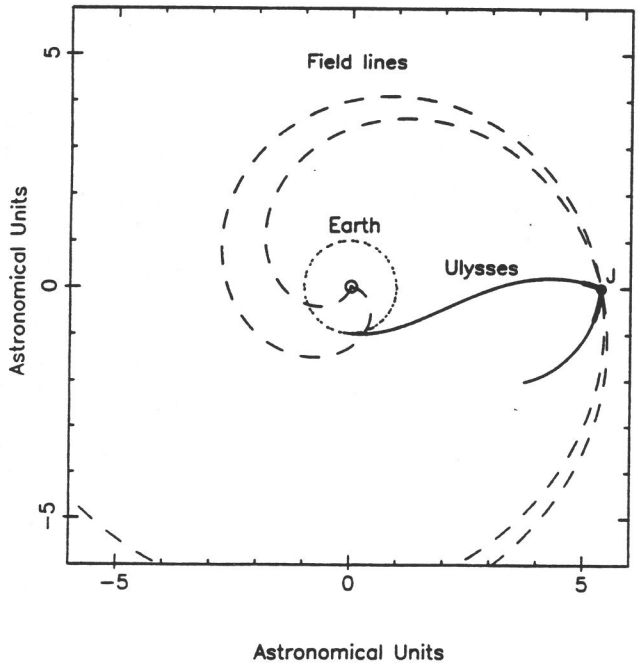


Fig. 3. The trajectory of *Ulysses* in the ecliptic plane, from launch to end of March 1993, in a system with a fixed Jupiter–Sun line. The bold part of the trajectory is the part where jets are detected. The dashed lines represent ideal Parker field lines with a solar wind velocity of 350 and 500 km s^{-1}

happened to be on neighbouring field lines, favouring the propagation of the electrons from the Jovian magnetosphere to *Ulysses*. Then *Ulysses* progressively moved outside this magnetically well-connected region, causing the flux to decrease as the Jovian electrons had to travel more and more across the average field to reach *Ulysses*. From mid-1991, the flux began to increase as the distance between *Ulysses* and Jupiter diminished and the interplanetary medium was quieter.

Quiet-time increases of the electron flux began to appear clearly in mid-1991. They are labelled "J" on Fig.2. Some of them were also tentatively identified in our data before mid-1991 (Ferrando *et al.*, 1991). These quiet-time increases, hereafter Jovian smooth increases (JSIs), were described in Ferrando *et al.* (1993). We just recall here that they are characterized by: (i) an increase from minimum to maximum of flux on a time period from 1 to 2 days, a duration typical of diffusive propagation; (ii) a plateau value for the flux lasting for several days; and (iii) a sharp decrease of flux. As was demonstrated with P10 data, the JSIs' structure and recurrence are owing to CIRs in the interplanetary space, the plateau flux corresponding to periods with no CIR between the spacecraft and Jupiter (Conlon and Simpson, 1977; Conlon, 1978). Indeed, the decrease of flux at the end of each JSI observed in our data is coincident with the passage at *Ulysses* of a CIR identified in magnetic field and solar wind data also measured at *Ulysses*.

Chenette *et al.* (1977) and Conlon (1978) have shown that the JSI flux time profile can be quantitatively modelled by a convection–diffusion model. In this model, Jupiter is assumed to be a point source emitting electrons at a constant rate. These electrons are then convected by a constant solar wind and diffuse in the interplanetary magnetic field. With simplifying assumptions which will not be discussed here, Chenette *et al.* (1977) give an analytical expression for the flux in the interplanetary space, which is dependent on the diffusion coefficients. The diffusion tensor is assumed to be diagonal, with values defined as: $K_\perp$ for the direction perpendicular to the average magnetic field in the ecliptic plane, $K_\parallel$ along the field, and K_z for the direction perpendicular to the average field and to the ecliptic plane.

We have applied this model to our data in the steady-state case and have obtained the dashed lines in Fig.2, which reasonably fit the plateau level of all JSIs before the Jupiter flyby. For this computation the solar wind velocity was taken to be 400 km s^{-1}, a value adequate for the JSIs, periods. For trajectory reasons, $K_\parallel$ cannot be determined accurately with our data, and we fixed its value to 5×10^{22} cm^2 s^{-1} as in Hamilton and Simpson (1979). The E4 counting rate before the Jupiter flyby then implies a $K_\perp$ of $\sim 8 \times 10^{20}$ cm^2 s^{-1} (Fig.2). Other JSIs were detected after the Jupiter flyby and, thanks to the South diving trajectory of *Ulysses*, their flux is dependent on the K_z value in the convection diffusion model. Figure 2 displays two curves: the lower one is calculated with $K_z = 2 \times 10^{20}$ cm^2 s^{-1}, as derived by Hamilton and Simpson (1979) with P11 data collected up to 16 of heliographic latitude, and the upper one with $K_z = K_\perp = 8 \times 10^{20}$ cm^2 s^{-1}. This last curve gives a better agreement with the JSIs, at least up to the last data presented here, at an heliographic latitude of 28°S. The fit of the maximum of JSIs' flux is however not as good as before flyby, especially around the end of 1992; this deserves a more detailed study which will be performed in the near future. For this paper, it is sufficient to note that the convection diffusion model well describes the average level of the JSIs observed by the KET, and that the $K_\perp$ and K_z values derived in this work are similar to those previously found with P10, P11 data.

4. Jets of Jovian electrons

4.1. *Time structure*

The labels "J" have not been marked in Fig.2 for a period around the Jupiter flyby starting on day ~345 of 1991 (~0.5 a.u. from Jupiter in the ecliptic plane), and ending on day ~160 of 1992, when *Ulysses* was at ~1 a.u. from Jupiter and ~0.5 a.u. below its orbital plane. During this period the time variations of the electron flux are much more complex than during the JSIs. At later times in 1992, JSIs appear again with a time profile similar to that in the ecliptic, and are again labelled with a "J".

This period from day 345 of 1991 to day 160 of 1992 is characterized by electron events such as those shown in Fig. 4, that occurred on day 62 and 63 of 1992. Figure 5 shows in more detail the events of day 62, centred around 11:00 and 13:00, which have an E4 counting rate level

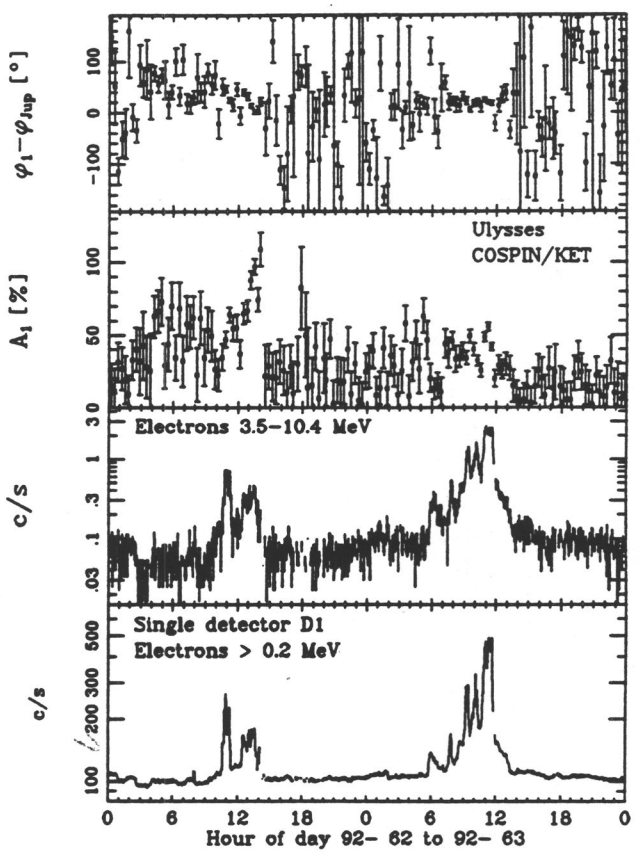


Fig. 4. Examples of jets, during days 62 and 63 of 1992. The two bottom panels are 2 min average counting rates of the single detector D1, sensitive to >0.2 MeV electrons, and of the coincidence channel E4. The two top panels are the first-order anisotropy coefficient A_1 and direction ϕ_1, plotted with reference to the Jupiter direction, computed on 20 min averages

increasing by about an order of magnitude. The events are in fact more visible in the detector D1 counting rate, sensitive to >0.2 MeV electrons, which has a much better statistics than the E4 channel. The structure of the two events of day 62 is characteristic of all the events detected: a short rise time, followed by a high-level intensity lasting for 1 h or so, then a short decay time. Moreover, during the period of enhanced flux, a strong decrease of the intensity can occur, like the one slightly after 11:00 for the first event of Fig. 5, and before and after 13:00 for the second event. These structures are clearly seen in the D1 counting rate, and are also present in the higher energy electrons of the E4 channel, although the statistics are poor. The same patterns are seen on day 63 for which a series of at least four events is seen. No enhancement at all is seen in the low-energy proton channels of KET during these events, rejecting local acceleration processes as the source of these electron events. The time structure of these events, together with their anisotropy discussed below, suggests well-defined spatial structures (magnetic field tubes or sheets) crossed by the *Ulysses* trajectory. We will refer to these events as jets.

We made a systematic search for jets, by requiring an increase of the E4 counting rate by at least a factor of 2 in less than 5 min, added to a 3 sigmas or more significant anisotropy. Table 2 gives the complete list of the events

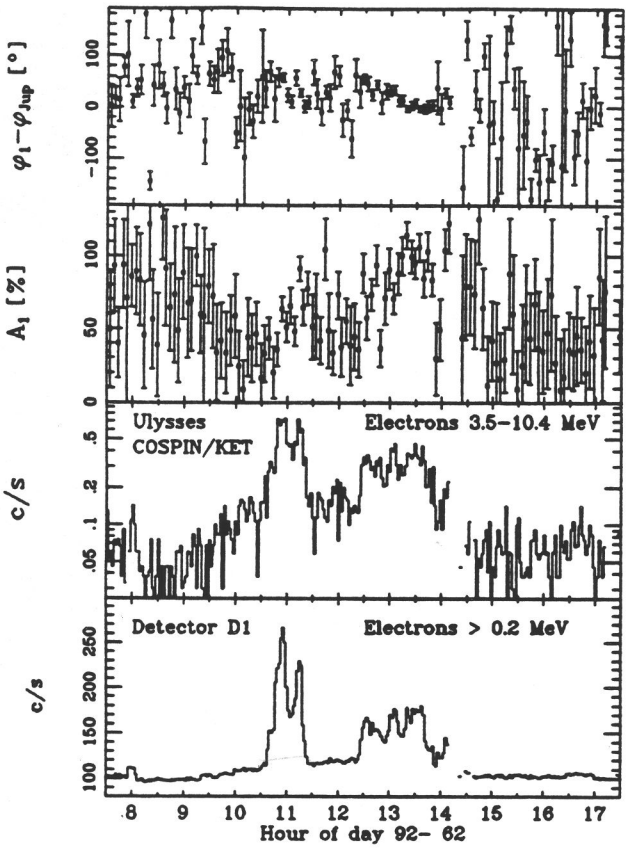


Fig. 5. Same as Fig.4 for a 10 h period of day 62, except that the anisotropy parameters are computed on ~5 min averages

passing these criteria, with their start time and duration. Events with time structures such as those displayed on Figs 4 and 5 are counted as one event only but are marked by a "Mu" (for multiple) in Table 2, while events with no visible substructure are marked by a "Si" (for simple). In this table are also indicated the average E4 counting rate level during the jets, the direction of Jupiter in the spacecraft coordinate system, the distance between Jupiter and *Ulysses*, the direction of the magnetic field at *Ulysses* and the parameters of the anisotropy discussed below.

The closest approach to Jupiter occurred on day 39 of 1992. Only five jets were found before the Jupiter flyby, compared with 30 after flyby, South of Jupiter. This is probably owing to the relative positions of Jupiter and *Ulysses*. After the Jupiter flyby, the zenith angle θ_{Jup} (Table 2) is close to 90°, always in the aperture cone of KET ($\theta = 67.5°$–$112.5°$), whereas this is not the case before the flyby. This provides a simple explanation of why so few jets were found before the flyby compared with afterwards, if we assume (as suggested below) that the jet electrons are found only when there is a magnetic field line with approximately a straight line geometry connecting *Ulysses* directly to Jupiter.

4.2. *Anisotropy*

The most striking feature of these events is the strong anisotropy of the flux. Figure 6 displays one typical pie diagram for a jet. This particular example corresponds to 12:27 to 13:41 on day 62 of 1992 (second jet in Fig.5). The counting rates in the eight sectors are shown with their 1 sigma errors. On this pie diagram are also indicated the directions, in the scanning plane, of the magnetic field and of Jupiter (ϕ_{Jup} angle of Table 2). The electron distribution is symmetric along the field and points close to the Jupiter direction. The sector data have been subjected to a Fourier analysis of the form:

$$j(\phi) = A_0\{1 + A_1\cos(\phi-\phi_1) + A_2\cos[2(\phi-\phi_2)] + \ldots\}.$$

The eight sectors' data allow us to determine the first-order and second-order anisotropy coefficients A_1 and A_2, as well as their directions ϕ_1 and ϕ_2. No overlap correction between adjacent sectors was considered, since they do not influence the qualitative results we point out below.

The first-order anisotropy A_1 coefficient and the associated direction ϕ_1 are displayed with their statistical errors in the two top panels of Figs 4 and 5. In Fig. 4, they have been calculated using a 20 min average period, the generally low statistics preventing a determination on shorter periods. The ϕ_1 angle is presented not with reference to the X-axis but with reference to ϕ_{Jup}, the Jupiter direction (which has an ordinate of zero in this figure). During the jets the better statistics allow a meaningful calculation for shorter periods, as done in Fig. 5 where about 5 min average anisotropies are displayed. Figures 4 and 5 show a significant first-order anisotropy during all the jet duration. The maximum of the anisotropy is not always correlated with the flux. For example, in the double-structure jet at ~11:00 on day 62, the maximum of A_1 occurs during the second D1 peak, which is lower than the first one, although the E4 rate is about the same for both peaks. This could be owing to the magnetic field orientation, since D1 has a larger aperture cone than E4.

The most striking result is the direction of the anisotropy, which always lies close to the viewing direction of Jupiter. A systematic study was done for a continuous period starting on day 46 just after the exit of the magnetosphere after the flyby and ending on day 146 (the last day with a jet passing our criteria). We determined the anisotropy coefficients in the 7010 consecutive 20 min intervals of this period. We then selected among them those with at least 3 sigmas significant anisotropy coefficient A_1 and with a ϕ_1 uncertainty of less than $\pm 20°$. This "anisotropy selected set" comprises 425 time intervals, i.e. ~6% of the total. The remaining 6585 time intervals which do not pass the above anisotropy criteria form the "nonanisotropic set". Figure 7 presents the histogram of $(\phi_1 - \phi_{Jup})$ for the anisotropy selected set, compared with the same histogram for the nonanisotropic set. The histogram for the nonanisotropic set does not show any strong evidence of a preferred direction.* On the contrary, the histogram for the anisotropy selected set has a very significant peak for directions close to the Jupiter direction, indicating that jet electrons are coming from the Jupiter direction.

*There might be a slight excess in the directions close to Jupiter direction. If real, this excess is probably owing to time intervals with an anisotropic flux, but at a level which do not pass our rather stringent criteria for being in the anisotropy selected set.

Table 2. List of the jets passing the selection criteria. A "Mu" in the type column indicates a jet which can be subdivided in several shorter jets, a "Si" a simple jet structure. The counting rate is the average for the jet period, and is in 10^{-2} c.p.s. units. The data for the position of Jupiter are given only once per day. In last column, a J→U indicates a magnetic field direction (measured at *Ulysses*) from Jupiter to *Ulysses*, a U→J in the opposite direction.

Date and time of start of jet		Duration (min)	Type	Average rate E4	A_1 (%)	ϕ_1 (degree)	ϕ_{Jup} (degree)	θ_{Jup} (degree)	Distance from Jupiter	B direction
91-356	16:00	98	Si	10.1±0.4	44±5	185±8	176	149	0.40	J→U
	18:20	115	Si	7.0±0.3	42±6	73±9				U→J
92-001	03:55	196	Mu	19.7±0.4	57±3	169±3	176	149	0.32	J→U
92-015	02:00	317	Mu	21.9±0.4	37±2	188±4	176	145	0.21	J→U
92-024	18:19	60	Mu	7.8±0.5	46±7	147±11	175	150	0.13	J→U
92-062	10:46	32	Mu	56.4±1.7	57±4	183±4	145	89	0.19	J→U
	12:27	134	Mu	24.7±0.6	79±3	162±2				J→U
92-063	07:41	17	Si	43.7±2.1	51±6	170±7	146	89	0.20	J→U
	09:12	145	Mu	137.5±1.2	44±1	165±2				J→U
92-066	21:05	139	Mu	25.9±0.6	41±3	141±4	146	88	0.23	J→U
92-067	03:37	30	Si	13.5±0.9	85±8	174±6	146	88	0.23	J→U
92-068	02:21	92	Mu	13.2±0.5	26±5	132±13	146	88	0.24	J→U
92-069	11:01	8	Si	40.5±2.8	42±10	145±14	146	88	0.25	J→U
	20:12	6	Si	28.0±2.7	58±12	162±14				U→J
92-070	13:03	15	Si	25.1±1.7	76±8	154±7	146	87	0.26	J→U
	14:28	26	Si	25.6±1.3	47±6	171±9				J→U
92-075	20:54	38	Si	28.1±1.1	25±5	177±13	146	87	0.30	J→U
	23:22	241	Mu	35.0±0.6	48±2	133±3				J→U
92-076	14:39	49	Si	39.9±1.2	38±4	109±6	146	86	0.31	U→J
	21:18	49	Si	19.5±0.8	56±6	179±6				J→U
92-082	14:48	20	Si	29.6±1.8	60±8	141±9	146	85	0.36	J→U
	17:27	77	Mu	62.2±1.2	57±2	149±3				J→U
	19:10	39	Si	39.2±1.3	16±5	177±17				J→U
92-084	13:12	68	Mu	15.3±0.6	64±5	157±5	146	85	0.37	J→U
92-110	18:30	279	Mu	7.7±0.2	29±4	135±8	145	82	0.58	U→J
92-111	06:08	93	Mu	31.5±0.7	104±2	136±2	145	82	0.58	J→U
	07:54	34	Si	41.5±1.4	115±3	117±2				J→U
92-123	05:47	80	Mu	23.6±0.7	83±4	201±3	145	81	0.68	U→J
92-138	13:41	119	Mu	10.8±0.4	79±4	134±8	144	80	0.80	J→U
92-140	00:42	141	Mu	10.6±0.3	59±4	137±4	144	80	0.81	J→U
	05:37	16	Si	17.8±1.3	69±9	138±9				J→U
	07:02	34	Si	16.0±0.9	68±6	155±7				J→U
92-141	14:40	590	Mu	16.5±0.2	58±2	165±2	144	80	0.82	J→U
92-144	07:30	360	Mu	4.4±0.1	33±5	131±8	144	80	0.85	J→U
92-146	20:48	76	Mu	13.2±0.5	62±5	127±6	144	80	0.86	J→U

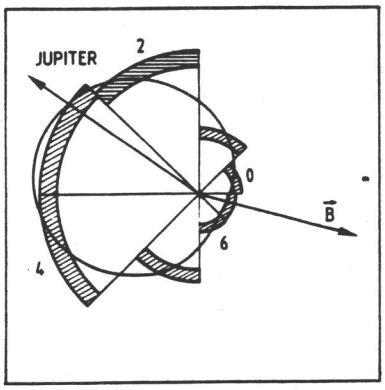


Fig. 6. Pie diagram for the second jet of Fig.5, using data from 12:27 to 13:41. The dashed areas are ±1 sigma errors; the continuous line is the fit to these data using the harmonic analysis given in Section 4.2. The arrows indicate the projection of the magnetic field and Jupiter directions onto the KET scanning plane

In fact, the anisotropy selected set histogram is not centred on zero, but rather on ~20° for the main peak. This direction points slightly South of Jupiter. Obviously, the direction of the anisotropy must reflect the direction of the magnetic field at *Ulysses*, a fact we checked thanks to the magnetic field data provided by A. Balogh. The particle data alone strongly suggest that, for periods extending from 2 min or less to more than 1 h, there is a direct magnetic field connection between *Ulysses* and the Jovian magnetosphere.

Assuming that electrons are travelling to *Ulysses* in straight line, we have computed the location of the intersection point P of this line (defined by ϕ_1 and the scanning plane) with the noon meridian plane of Jupiter. On average, for the same complete data set as above, this point is at ~450R_J (1R_J = 71,398 km, the Jovian radius) below the Jupiter–Sun line as expected for a random direction of the anisotropy and the South of ecliptic trajectory of *Ulysses*. For the anisotropy selected set only, the aver-

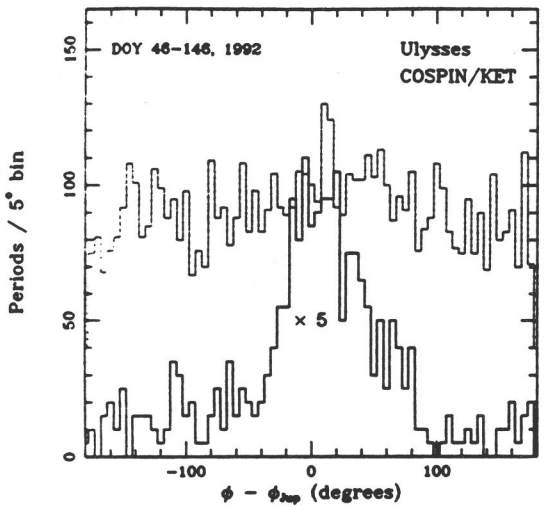


Fig. 7. Histograms of the angle between the 20 min average anisotropy direction and the direction of Jupiter. The bottom histogram (multiplied by 5, full line) is obtained by selecting the 20 min time intervals with a significant anisotropy, from day 46 to 146 of 1992. The top histogram (dashed line) is for time intervals of the same period of 1992, but with no strong anisotropy

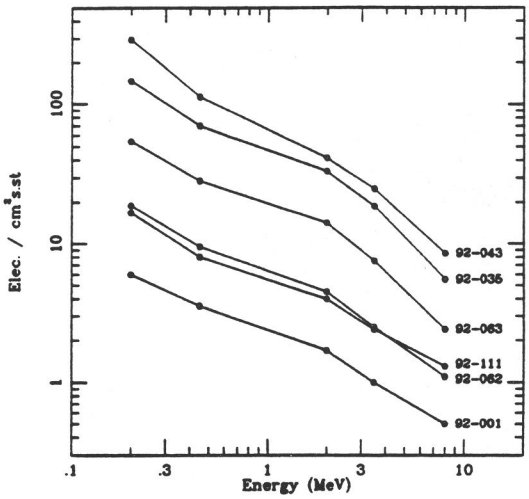


Fig. 8. Integral spectra, obtained during the days indicated at the right. The four bottom ones are jet periods. The top ones, divided by 2, are measured inbound (day 35) and outbound (day 43) in the Jovian magnetosphere. The relative uncertainties for all measurements, not shown, are below 10%

age distance of this point to the Jupiter–Sun line decreases to only $\sim 240 R_J$, South of Jupiter. This last value is close to the $\sim 100 R_J$ approximate size of the Jovian magnetosphere on the dayside and on the flanks near the planet.

4.3. *Magnetic field direction*

All the selected jets were inspected for the magnetic field direction at *Ulysses*, which is indicated in the last column of Table 2 with a J→U when it is in the direction from Jupiter to Ulysses and a U→J in the opposite case. It is seen that most of the jets, 30 out of a total of 35, are found when the field is in the J→U direction. This asymmetry between the two field polarities (86% vs 14%) regarding the presence of jets is much more important than the asymmetry in the time spent by *Ulysses* in the different solar wind sectors, which is of 70% for the positive sector vs 30% as derived from the magnetometer data (the positive sector is similar to the J→U direction after the flyby).

This preferred polarity for jets, North to South for the perpendicular to the ecliptic component, is the same as the Jovian dipole polarity. This indicates a good connection between the interplanetary field lines crossed by *Ulysses* South of Jupiter and the magnetospheric field lines coming from the North Pole of the planet.

The magnetic field direction provides more information than our anisotropy data, since it is measured in three dimensions. We checked that the average of the azimuthal angle of the field ϕ_B is close to zero for the total time period (day 356 of 1991 to day 146 of 92), which includes the times of jets. This is as expected for an average field with a Parker spiral shape. The azimuthal direction of Jupiter (145° after the flyby where most of the jets are found) is not in the average direction of the field. This is probably the reason why the jets are found only occasionally (6% of the time), when ϕ_B comes close to ϕ_J. Regarding the zenith angle θ_B of the field, its average value is close to 90° for the total time period, again as expected for a Parker field. During the jets periods, the average of θ_B is also close to 90°, so that there is nothing special in this direction during the jets. It must not be concluded that, *a contrario*, there are no electrons escaping from the far Jovian magnetotail which has a large θ angle in our coordinate system; in fact, the field direction almost never points simultaneously in both θ and ϕ directions towards the magnetotail. If electrons are indeed escaping from the far magnetotail, *Ulysses* is not in a good magnetic position to detect them.

Together with the evidence presented in the above section, the KET data coupled with the magnetic field data suggest that the jet electrons, in the southern heliospheric hemisphere and at ~5 a.u. from the Sun, are originating from the South side of the Jovian magnetosphere and close to the planet. Evidently, this analysis gives only hints because of our assumption of a straight-line field line. This is an assumption we cannot test, a reconstruction of the field lines from Jupiter to *Ulysses* being out of reach of the measurements performed at the single position of *Ulysses*.

4.4. *Energy spectrum*

We derived an energy spectrum for the jets not only from our nominal electron channels E4 and E12 but also from the single detector rates with their estimated response (see Section 2). The low statistics of the E4 and E12 channels prevent the determination of a differential spectrum from the calorimeter pulse height data. For each jet, the background levels of the D1, D2 and A counting rates were determined from measurements just prior to and after the jet, and then substracted to the data during the jet. The same procedure was followed for E4 and E12 counting rates. This results in an integral spectrum for each jet, some of them being displayed in Fig. 8. All these spectra

can be approximated by two power laws in energy characterized by their integral spectral index Γ_l and Γ_h, in the energy range ~0.2–2.0 MeV for Γ_l, and above ~2.0 MeV for Γ_h. All the jets have in fact a common shape with Γ_l between −0.8 and −0.7, and Γ_h between −1.3 and −1.0.

The same analysis was performed for different periods when *Ulysses* was in the Jovian magnetosphere, some inside the magnetopause and some in the magnetosheath. Typical spectra for the inbound and outbound passes of *Ulysses* are also shown in Fig.8. As for the jets, they can be characterized by two power laws in the same energy ranges with Γ_l between −1.0 and −0.7 and Γ_h between −1.6 and −1.2, a large part if not all of the fluctuations in Γ_h (and maybe Γ_l) being due to the "clock" modulation (Simpson *et al.*, 1992b).

The electron spectra during the jets are thus very similar to the spectra in the magnetosphere and in the magnetosheath. Unfortunately, it is not possible to apply our method outside the jets periods because of the very low signal-to-background ratio in the single detector rates. This prevents us from determining if the derived spectra are a characteristic of the jets or not. It is in fact quite probable that, even outside the jet events, the low-energy spectrum of the electrons is similar to the magnetospheric spectrum since, apart from transient solar flares or interplanetary shocks electrons, all electrons below ~30 MeV are expected to be of Jovian origin in this region of the heliosphere. This is in fact the case for the electrons above 2.5 MeV during the JSIs for which we can build a spectrum with the E4 and E12 pulse height data (Ferrando *et al.*, 1991).

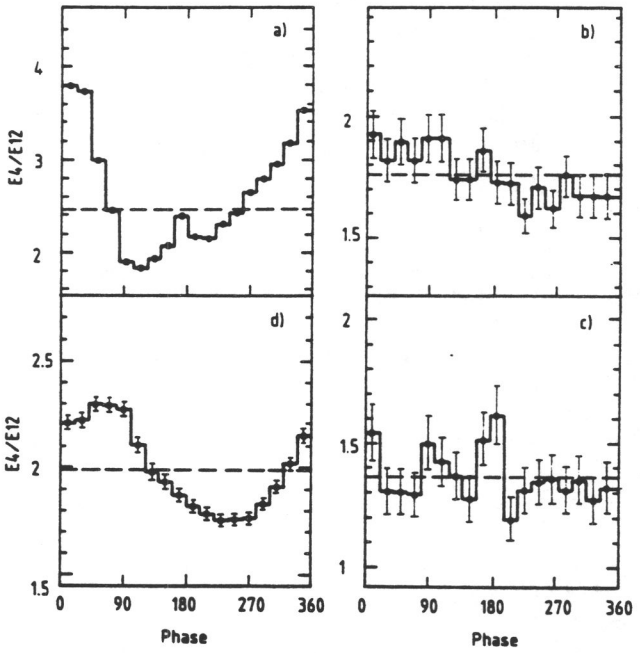


Fig. 9. Phase histograms built with a folding period equal to the synodic rotation period of Jupiter: (a) inbound in the Jovian magnetosphere; (b) for a period before the appearance of jets, at ~0.09 a.u. from Jupiter just after exit of the Jovian magnetosphere; (c) at ~0.3 a.u. from Jupiter, for a period in between jets but without any jet; and (d) for the addition of all time intervals of jets closer than 0.5 a.u. The dashed line in each histogram is the average value of the E4/E12 ratio over all phase bins

4.5. *Spectrum modulation*

The *Pioneer* 10 Jupiter flyby revealed that the electron flux and spectrum are modulated with about a 10 h period (Chenette *et al.*, 1974), a fact confirmed by *Pioneer* 11 and *Voyager* 1 and 2 observations (Simpson *et al.*, 1975; Vogt *et al.*, 1979a,b; Schardt *et al.*, 1981). Because of the lack of phase dependence with the relative position of the spacecrafts to Jupiter, this modulation was referred as a "clock phenomenon" (Simpson *et al.*, 1975). Its periodicity was found to be precisely the synodic rotation period of Jupiter, 9 h 55 m in 33.12 s (Schardt *et al.*, 1981), which we will simply quote as 10 h in the following. The COSPIN instruments KET and HET on *Ulysses* confirmed all of these previous observations (Simpson *et al.*, 1992b).

This 10 h periodicity appears as a characteristic of Jovian electrons, even out of the magnetosphere. Chenette *et al.* (1974) found this periodicity up to ~0.7 a.u. ahead of Jupiter in *Pioneer* 10 data, a fact they recognize as being inconsistent with the diffusive propagation in the ideal Parker field invoked to explain the long-term variations of the electron flux (Section 3). Using *Voyager* 2 data, Schardt *et al.* (1983) reported that the 10 h periodicity is occasionally present in the distant Jovian magnetotail up to 3.8 a.u. from the planet, requiring a mean free path $\geqslant$0.75 a.u. in the tail.

We have searched for this periodicity in our data by simply building phase histograms of the E4/E12 ratio for the synodic rotation period, with data accumulated over several 10 h periods in order to get reasonable statistics. The histogram will show a peak if there is a periodicity in the E4/E12 ratio with the period chosen for the folding, whereas it should be flat if there is no periodicity with the period chosen. We quantify the presence or absence of periodicity by the value of the reduced χ^2 of the phase histograms data computed with reference to a flat histogram at the average value. A more extensive presentation of the method and its results is given in Rastoin *et al.* (1993). Figure 9 displays four phase histograms obtained under the following conditions.

Histogram (*a*). With data from DOY 33–36, during the inbound part of the *Ulysses* trajectory inside the Jovian magnetosphere, it clearly shows the 10 h modulation, in phase with *Pioneer* data as already noted by Simpson *et al.* (1992b). The reduced χ^2 of this histogram is ~4800.

Histogram (*b*). This shows data from a period after the Jupiter flyby and before the appearance of jets passing our criteria (DOY 56–60). The distance to Jupiter for this period is ~0.09 a.u. There is no indication of a 10 h periodicity in these data ($\chi^2 = 1.51$).

Histogram (*c*). This shows data from DOY 99 to 107, also a period without any jet after the Jupiter flyby, but in between jet events. The *Ulysses* to Jupiter distance is ~0.3 a.u. Again, there is no indication of 10 h modulation in this period ($\chi^2 = 1.16$).

Histogram (*d*). This shows data corresponding to the sum of all the jets' periods, for distances closer than 0.5

270)

a.u. from Jupiter. In this case, the 10 h modulation is clearly seen, as proven by the χ^2 value of 48.2. The phase of the maximum is also consistent with the phase of maximum inside the magnetosphere.

This has two consequences. First, this is an additional proof of the Jovian origin of the electrons during the jets. Second, it shows that the 10 h modulation is most easily propagated in the jet as compared with nonjet periods.

This is as expected if the jets indeed correspond to the situation where a magnetic field tube directly connects the Jovian magnetosphere to *Ulysses*. In the same model as in Chenette *et al.* (1977) it can be easily shown (unpublished analysis) that an oscillation at angular speed ω at the source (Jupiter) propagates in the form of a wave, with wave vector **k**, which is exponentially damped away from the source. The expression for the damping term is found to be particularly simple if: (i) the solar wind convection term is neglected, which will be the case here for order of magnitude estimates; and (ii) **k** is along one axis of the diffusion tensor (parallel or orthogonal to the field). The damping term has then the simple form $\exp(-L/L_{att})$, where L is the distance to the source and L_{att} is the attenuation length given by $L_{att} = \sqrt{2K/\omega} = 1.6\sqrt{K/5\times 10^{22}}$ a.u. for the Jovian synodic period, K being the diffusion coefficient in $cm^2 s^{-1}$. From this formula and with the diffusion coefficients describing the average propagation of Jovian electrons in interplanetary space (Section 3), the attenuation length along the field is ~ 1.6 a.u. and only 0.1–0.2 a.u. perpendicular to the field. This clearly shows that the 10 h clock modulation can be seen far from for Jupiter only if the electrons are propagating mostly along a magnetic field line, as supported by the other evidence presented above.

4.6. *Flux tube size*

In Table 2 are listed the durations of the selected jets. Some of them can be as short as 10 min or less. As a matter of fact some of the jets the farthest from Jupiter are the shortest and the most anisotropic, as for days 111 and 140. The limited geometrical factor of KET prevents us from detecting events passing our anisotropy criteria for a jet with a duration of less than ~ 10 min. However, we have indications in the D1 rate that jets lasting less than 2 min are present, although we are not able to derive a significant anisotropy for such short periods. The jets indicated with a "Mu" could have been separated in two jets or more with each of them passing our selection criteria. They are counted as one jet only in Table 2, since their time proximity probably indicates a floppy movement of the field lines back and forth around *Ulysses*, so that each substructure of the jet would be the same flux tube observed several times. We computed an average duration of 37 min for the simple jets which do not contain any substructure ("Si" in Table 2), thus probably corresponding to a unique flux tube.

The duration of the jets gives us the approximate size of the flux tubes connecting the Jovian magnetosphere to *Ulysses*. All the flux tubes are convected away at the solar wind velocity of ~ 450 km s^{-1}, much larger than the *Ulysses* velocity. *Ulysses* is therefore swept by these flux tubes, some of them being directly connected to the electron escape zone of the Jovian magnetosphere (our jet events), while the others are not connected (in that case the electron flux is isotropic). The average duration of 37 min found for simple jets thus corresponds to a tube size (or sheet thickness) of $\sim 10^{11}$ cm in the direction of the solar wind. This is ~ 360 times the Larmor radius for an electron of average energy ~ 1 MeV (Fig.8) in the 1.7 nT average magnetic field during the jets. This is also about $14R_J$ only, suggesting a rather small size for the source region of the jets electrons compared with the size of the Jovian magnetosphere ($\sim 100R_J$ in front and several a.u.s in the tail).

5. Conclusion

We have reported in this paper the finding of very short electron events with characteristics proving that these electrons are coming from Jupiter. This finding was made possible because of the unique *Ulysses* trajectory which has a long part at about the same radial distance as Jupiter from the Sun (Fig. 2). At this distance from the Sun, the magnetic field is almost perpendicular to the radial direction, giving the possibility of having a direct magnetic connection between the Jovian magnetosphere and the spacecraft, as was indeed observed during the jets.

The jets are characterized by a sharp increase of the electron flux and a strong anisotropy. This makes them very different from the quiet time increases already observed and modelled in the past with time constants of days characteristic of diffusion across the average magnetic field. The jet events are interpreted as crossings by *Ulysses* of small size magnetic field tubes directly connected to Jupiter magnetosphere as shown by the anisotropy direction of the events which points very close to the planet itself. This also indicates that the field shape is probably close to a straight line during the jets.

We have also found that the electron spectrum is strongly modulated with a 10 h periodicity during the jets whereas no such strong modulation, if any, is present outside the jet periods. We showed that this finding is consistent too with the propagation of electrons along magnetic field lines, given the values of the diffusion coefficients derived from KET interplanetary space observations of electrons of the same energy.

Using the duration of the jets and the direction of the anisotropy, we tentatively deduced a location and a size of the magnetospheric region from which these electrons are escaping. They seem to come preferentially from the South of the Jovian magnetosphere and from a rather small-sized region as compared with the full size of the magnetosphere. As noted in Subsection 4.3, this only applies to the jets we detected, and does not reject the hypothesis of an additional electron escape by the tail of the magnetosphere (which cannot be observed by *Ulysses*). However, these conclusions are dependent on the geometry of the field lines connecting *Ulysses* to the Jovian magnetosphere, a geometry difficult to assess at the present time.

Finally, we showed that jets are predominantly found when the field points from Jupiter to *Ulysses*, the same

polarity as for the Jovian dipole, a fact which should give constraints on the geometry favouring the magnetic reconnection between the interplanetary and magnetospheric fields.

Acknowledgements. The KET telescope is jointly operated by the Service d'Astrophysique of the CEA, and the University of Kiel. We are grateful to our German colleagues, headed by H. Kunow, for their constant support. The magnetic field data are from the Vector Helium Magnetometer instrument onboard *Ulysses* (Balogh *et al.*, 1992), and are provided to all Ulysses principal investigators. We are indebted to A. Balogh and his team for their efforts to ensure up-to-date data, and for enlightening discussions.

References

Balogh, A., Beek, T. J., Forsyth, R. J., Hedgecock, P. C., Marquedant, R. J., Smith, E. J., Southwood, D. J. and Tsurutani, B. T., The magnetic field investigation on the *Ulysses* mission: instrumentation and preliminary scientific results. *Astron. Astrophys. Suppl.* **92**, 221–236, 1992.

Balogh, A., Forsyth, R. J., Ahuja, A., Southwood, D. J., Smith, E. J. and Tsurutani, B. T., The interplanetary magnetic field from 1 to 5 a.u.: *Ulysses* observations. *Adv. Space Res.* **13**, 15–24, 1993.

Chenette, D. L., The propagation of Jovian electrons to Earth. *J. geophys. Res.* **85**, 2243–2256, 1980.

Chenette, D. L., Conlon, T. F., and Simpson, J. A., Bursts of relativistic electrons from Jupiter observed in interplanetary space with time variations of the planetary rotation period. *J. geophys. Res.* **79**, 3551–3558, 1974.

Chenette, D. L., Conlon, T. F., Pyle, K. R. and Simpson, J. A., Observations of Jovian electrons at 1 a.u. throughout the 13 month Jovian synodic year. *Astrophys. J.* **215**, L95–L99, 1977.

Conlon, T. F., The interplanetary modulation and transport of Jovian electrons. *J. geophys. Res.* **83**, 541–552, 1978.

Conlon, T. F. and Simpson, J. A., Modulation of Jovian electron intensity in interplanetary space by corotating interaction regions. *Astrophys. J.* **211**, L45–L49, 1977.

Eraker, J. H., Origin of the low-energy relativistic interplanetary electrons. *Astrophys. J.* **257**, 862–880, 1982.

Eraker, J. H. and Simpson, J. A., Jovian electron propagation close to the Sun ($\leqslant 0.5$ a.u.). *Astrophys. J.* **232**, L131–L134, 1979.

Evenson, P., Meyer, P. and Moses, D., The Jovian electron spectrum: 1978–1984. *Proc. 19th Int. Cosmic Ray Conf.*, La Jolla, CA. **4**, 201–204, 1985.

Ferrando, P., Ducros, R., Rastoin, C., Raviart, A., Raymond, C., Kunow, H., Müller-Mellin, R., Sierks, H. and Wibberenz, G., Observation of Jovian electrons by the *Ulysses* electron telescope. *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf.*, Dublin, **3**, 366–369, 1991.

Ferrando, P., Ducros, R., Rastoin, C., Raviart, A., Kunow, H., Müller-Mellin, R., Sierks, H. and Wibberenz, G., Propagation of Jovian electrons in and out of the ecliptic. *Adv. Space Res.*, **13**, 107–110, 1993.

Hamilton, D. C. and Simpson, J. A., Jovian electron propagation out of the solar equatorial plane: *Pioneer* 11 observations. *Astrophys. J.* **228**, L123–L127, 1979.

Heber, B., Raviart, A., Paizis, C., Bialk, M., Dröge, W., Ducros, R., Ferrando, P., Kunow, H., Müller-Mellin R., Rastoin, C., Röhrs, K. and Wibberenz, G., Modulation of galactic cosmic ray particles observed on board the *Ulysses* spacecraft. *Proc. 23rd Int Cosmic Ray Conf.*, Calgary, **3**, 461–464.

Kunow H., Müller-Mellin, R., Sierks, H., Wibberenz, G., Raviart, A., Ducros, R., Ferrando, P. and Treguer, L., The Kiel electron telescope onboard *Ulysses*. *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf.*, Dublin, **2**, 503–506, 1991.

Lopate, C., Jovian and galactic electrons (2–30 MeV) in the heliosphere from 1 to 50 a.u. *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf.*, Dublin, **2**, 149–152, 1991.

McKibben, R. B., Galactic cosmic rays and anomalous components in the heliosphere. *Rev. Geophys.* **25**, 711–722, 1987.

Moses, D., Jovian electrons at 1 a.u. 1978–1984. *Astrophys. J.* **313**, 471–486, 1987.

Müller-Mellin, R., Heber, B., Kallenrode, M. B., Kunow, H. and Wibberenz, G., Solar energetic particles in the intermediate region of the heliosphere. *Adv. Space Res.* **13**, 85–93.

Pyle, K. R. and Simpson, J. A., The Jovian relativistic electron distribution in interplanetary space from 1–11 a.u.: evidence for a continuously emitting "point" source. *Astrophys. J.* **215**, L89–L93, 1977.

Rastoin, C., Ducros, R., Ferrando, P. and Raviart, A., The "10 hour" modulation of the Jovian electron spectrum in interplanetary space—*Ulysses* observations. *Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf.*, Calgary, **3**, 346–349.

Raviart, A., Ducros, R., Ferrando, P., Kunow, H., Müller-Mellin, R., Sierks, H. and Wibberenz, G., Modulation of high-energy particles as seen by the Ulysses electron telescope. *Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf.*, Dublin, **3**, 509–512, 1991.

Schardt, A. W., McDonald, F. B. and Trainor, J. H., Energetic particles in the predawn magnetotail of Jupiter. *J. geophys. Res.* **86**, 8413–8428, 1981.

Schardt, A. W., McDonald, F. B. and Trainor, J. H., Jovian modulation of interplanetary electrons as observed with *Voyagers* 1 and 2. *J. geophys. Res.* **88**, 1989–2000, 1983.

Simpson, J. A., Hamilton, D. C., Lentz, G. A., McKibben, R. B., Perkins, M., Pyle, K. R. and Tuzzolino, A. J., Jupiter revisited: first results from the University of Chicago charged particle experiment on *Pioneer* 11. *Science* **188**, 455–459, 1975.

Simpson J. A., Anglin, J. D., Balogh, A., Bercovitch, M., Bouman, J. M., Budzinski, E. E., Burrows, J. R., Carvell, R., Connell, J. J., Ducros, R., Ferrando, P., Firth, J., Garcia-Munoz, M., Henrion, J., Hynds, R. J., Iwers, B., Jacquet, R., Kunow, H., Lentz, G., Marsden, R. G., McKibben, R. B., Müller-Mellin, R., Page, D. E., Perkins, M., Raviart, A., Sanderson, T. R., Sierks, H., Treguer, L., Tuzzolino, A. J., Wenzel, K. P. and Wibberenz, G., The *Ulysses* cosmic ray and solar particles investigations. *Astron. Astrophys. Suppl.* **92**, 365–399, 1992a.

Simpson, J. A., Anglin, J. D., Balogh, A., Burrows, J. R., Cowley, S. W. H., Ferrando, P., Heber, B., Hynds, R. J., Kunow, H., Marsden, R. G., McKibben, R. B., Müller-Mellin, R., Page, D. E., Raviart, A., Sanderson, T. R., Staines, K., Wenzel, K. P., Wilson, M. D. and Zhang, M., Energetic charged-particle phenomena in the Jovian magnetosphere: first results from the COSPIN collaboration. *Science* **257**, 1543–1550, 1992b.

Smith, E. J., Tsurutani, B. T., Chenette, D. L., Conlon, T. F. and Simpson, J. A., Jovian electrons bursts: correlation with the interplanetary field direction and hydromagnetic waves. *J. geophys. Res.* **81**, 65–72, 1976.

Teegarden, B. J., McDonald, F. B., Trainor, J. A., Webber, W. R. and Roelof, E. C., Interplanetary MeV electrons of Jovian origin. *J. geophys. Res* **79**, 3615–3622, 1974.

Vogt, R. E., Cooks, W. R., Cummings, A. C., Garrard, T. L., Gehrels, N., Stone, E. C., Trainor, J. H., Schardt, A. W., Conlon, T., Lal, N. and McDonald, F. B., *Voyager* 1: Energetic ions and electrons in the Jovian magnetosphere. *Science* **204**, 1003–1006, 1979a.

Vogt, R. E., Cummings, A. C., Garrard, T. L., Gehrels, N., Stone, E. C., Trainor, J. H., Schardt, A. W., Conlon, T. F. and McDonald, F. B., *Voyager* 2: Energetic ions and electrons in the Jovian magnetosphere. *Science* **206**, 984–987, 1979b.

Wibberenz, G., Kunow, H., Müller-Mellin, R., Sierks, H., Heber, B., Kallenrode, M. B., Raviart, A., Ferrando, P., Ducros, R., Energetic particle results from *Ulysses*. *Nuclear Physics B* (Proc. Suppl.) **33A, B**, 213–214, 1993.

What More Do the Jovian Electrons Have to Tell Us?
The MeV Electron Propagation in the Heliosphere as seen by Ulysses.

C. Rastoin, R. Ducros, P. Ferrando, and A. Raviart,
Service d'Astrophysique, C.E. Saclay, 91191 Gif-sur -Yvette, France,
R. Müller-Mellin, H. Sierks and G. Wibberenz,
Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Universität Kiel, Germany,
B.E. Goldstein,
Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, California, U.S.A.
and
A. Balogh
The Blackett Laboratory, Imperial College, London, U.K.

ABSTRACT

Since the 70's interplanetary electrons in the MeV energy range, of Jovian origin, have been extensively studied from close to the Sun to beyond the Kronian orbit, near the ecliptic. The Ulysses trajectory provides a new opportunity to study the diffusive propagation of the particles, in a wide range of heliographic latitudes and during varying interplanetary conditions after solar maximum activity. We present here results on Jovian electrons from the COSPIN/KET Experiment.

Jovian electron events are intermittent, requiring solar quiet times and favourable propagation conditions between Jupiter and Ulysses. The investigation of individual events confirms that CIRs, transient shocks and sector boundaries act as barriers for the Jovian electron propagation. A new result from this study is that there is a favoured field polarity for the events, which is different in and out of the ecliptic. The solar wind velocity is also shown to play a role, especially visible at latitudes between 15° and 35°, when the solar wind is greatly varying.

Jovian electron flux increases are well-accounted for by a convection-diffusion model assuming a continuous point source. The three-dimensional model presented here takes into account the adiabatic deceleration effect and the solar wind velocity variations. The inferred diffusion coefficients are fitted from individual events and from the whole electron rate envelope, along the in and out-of-ecliptic Ulysses trajectory. We derive from the data a large average diffusion coefficient $K_{//} > 6.10^{22}$ cm^2/s along the mean magnetic field line. The perpendicular-to-the-field coefficient $K_\perp$ is significantly smaller with a ratio $K_\perp/K_{//} \approx 0.5\%$. The out-of-ecliptic perpendicular coefficient K_Z is found to be even smaller in the range $K_Z/K_\perp = 0.2\text{-}1$.

1. JOVIAN ELECTRONS as TEST PARTICLES for PROPAGATION

Between 1 and 10 AU the two dominant sources of interplanetary electrons in the energy range 0.2-25 MeV are the solar flares and the Jovian magnetosphere. They provide an opportunity for studying the electron propagation through the interplanetary space. This propagation is usually described by a diffusion model and thus characterised by a diffusion tensor K. The propagation is significantly anisotropic, easier along the interplanetary magnetic field (IMF) than perpendicular to it. Along a given field line a particle experiences resonant scattering at magnetic field small-scale irregularities which inhibits with varying efficiency the parallel motion and may cause some cross-field movement (Hasselman and Wibberenz, 1968). In addition, the cross-field transport across the average magnetic field may not always be neglected at larger distance scale for these energies; Jokipii and Parker (1969) introduced the concept of random walk of magnetic field lines (see also Jokipii, 1973). In addition to diffusion, electrons are also subject to convection and adiabatic deceleration in the radially expanding solar wind. An important field of solar physics is the experimental determination of the particles diffusion coefficients and their comparison with theoretical values.

Solar flare particles have been a major source of information regarding interplanetary propagation physics, since the first fit of the particle intensity profile observed in a solar event (Meyer *et al.*, 1956). Analysis of intensity and anisotropy profiles with ever more advanced models led up to an empirical consensus for the average values of the diffusion coefficients near 1 AU, over a rigidity range from 5.10^{-4} to 5 GV (Palmer, 1982). The diffusion coefficient along the field has been the more precisely determined. The picture then became more complex and three classes of

events were identified (e.g. Kallenrode, 1993) and characterized by the ratio, "a", of the parallel mean free path to the distance source-observer: diffusive (a<0.5), focused (0.5<a<1) and scatter-free (a>1). This variability from flare to flare prevents establishing a definitive consensus on the diffusion coefficients, particularly on their radial and rigidity dependences (Hamilton, 1977; Bieber *et al.*, 1994). Moreover, efficient coronal spreading may "short-circuit" and mimic cross-field diffusion in interplanetary space, adding uncertainty to the cross-field diffusion coefficient $K_\perp$ estimates. The mixing of coronal and interplanetary conditions, as well as the uncertainty on injection functions remain unavoidable difficulties in the study of solar electron propagation.

1.1 Jupiter as an electron source

Jovian electrons provide a complementary alternative to solar events particles for the study of interplanetary propagation. Historically it became clear that Jupiter is the second source of MeV electrons (after the Sun) in the solar system when Pioneer 10 came within 1 AU of the planet (Teegarden *et al.*, 1974; Simpson, 1974). MeV electron activity was indeed growing significantly : energetic electrons flux increases were more numerous and showed rising maxima with decreasing distance to the planet. Teegarden *et al.* (1974) further identified Jupiter as the source of the "quiet time increases" previously observed at 1 AU (e.g. McDonald *et al.* 1972; L'Heureux *et al.* 1972). Since then, an extensive data set has been collected up to 50 AU from the Sun by Pioneers 10 & 11 and Voyagers 1 & 2, at less than 1 AU by Mariner 10 (Eraker and Simpson, 1979), and close to the Earth orbit by satellites as ISEE-3 (ICE) and IMP 8.

Jovian electrons do not have the limitations mentioned for the solar events study. It was successfully supposed that they are released from the Jovian magnetosphere at a constant rate and that their variability is caused by varying interplanetary conditions only. This hypothesis will be further investigated in this paper. Moreover, the location of Jupiter with respect to the structure of the interplanetary magnetic field is precisely determined and non central in the heliosphere, two reasons which make modelling possible and interesting. Interplanetary propagation of Jovian electrons has been successfully described as asymmetric diffusion along and across interplanetary magnetic field lines (e.g. Conlon, 1978). While in most of the solar flare studies the cross-field transport plays a negligible role, Jovian electron studies resulted in the first strong observational evidence for and evaluation of the diffusion coefficient perpendicular to the mean Parker field, $K_\perp$ (Chenette *et al.*, 1974; Hamilton and Simpson, 1979). The Palmer consensus (Palmer, 1982) value range for $K_\perp$ also took into account these works about Jovian electrons. In addition, the effect of the adiabatic deceleration may be ignored in first approximation (Chenette, 1980) and the solar wind may be approximated as spatially homogeneous, contrary to solar event study requirements.

1.2 Ulysses Observations

Ulysses adds observations for interplanetary propagation studies, new from the spatial and temporal points of view. On one hand, Ulysses data are collected around solar maximum during its in-ecliptic journey, whereas previous Jovian electrons observations were made during a minimum of the solar activity. On the other hand, Ulysses is exploring after 1992 the highest heliographic latitudes ever reached.

We report in this paper Jovian electron observations along the Ulysses trajectory from launch in Oct. 1990 until the beginning of 1994 from data collected by the electron telescope KET, part of the COSPIN instrument. A first report on the Jovian magnetosphere pass has been given in Simpson *et al.* (1992b). Moreover, as Jovian counterparts of the focused or scatter-free solar flares, rapid electron events with no evidence of diffusive characteristics were discovered up to 0.9 AU from the planet when Ulysses traveled south outwards of the Jovian magnetosphere (Ferrando *et al.*, 1993a; see for further studies Simpson *et al.*, 1993; Ferrando *et al.*, 1993b). Hereafter, we will exclusively focus on interplanetary Jovian electrons. After a brief instrument description (Sect. 2), we will give a data overview in Sect. 3. As shown in Fig. 1 displaying the trajectory projections parallel and perpendicular to the Jovian orbital plane, Ulysses remained near the ecliptic before the Jovian encounter, and its journey was approximately similar to those of the Pioneers and Voyagers, although in more perturbed interplanetary conditions. The post-encounter trajectory is unique as Ulysses dips South to the solar pole. Both in and out of ecliptic electron data show Jovian events that are defined as flux increases unrelated to solar flares or interplanetary shocks. The electron flux variations displayed in Fig. 2 are characterized by the individual Jovian events and their envelope. Previous reports on part of this data set were given in Ferrando *et al.* (1991, 1993a) and interpreted in the framework of a basic model close to the three-dimensional convection-diffusion model developed for the analysis of Pioneer data (Conlon, 1978; Chenette, 1980).

The studies of this paper address the interplanetary propagation issue with an extended data set and a more evolved propagation model which is described in Sect. 4. The latter includes the adiabatic deceleration, which turns out to have non-negligible effects. It also provides the stationary as well as the transitory regimes. Moreover, it takes into account the observed value of the solar wind velocity. The data set includes all the Jovian events detected up to the pass over the South polar regions of the Sun. In Sections 5 and 6, we present the determination of the diffusion coefficients from the global shape of the flux envelope and from the time profile of each individual event. In section 7, we investigate the roles of Corotating Interaction Regions and transient shocks, as well as of magnetic sector boundaries, in switching on and off the Jovian electrons flux at Ulysses. The importance of the interplanetary

magnetic field polarity is also questioned regarding the number and flux levels of the Jovian events. Conclusions are drawn in Section 8.

2. INSTRUMENTATION

The Electron Telescope KET is designed to measure electron fluxes for energies above 2.5 MeV, and to determine energy spectra up to about 5 GeV. The telescope also provides measurements of the proton and alpha particle fluxes in several energy windows between 3 and more than 2200 MeV/nucleon. The KET viewing axis is perpendicular to the spacecraft spin axis directed towards the Earth. A more complete description of the instrument can be found in Simpson *et al.* (1992a) and a revised table of the energy windows of the channels is provided in Raviart *et al.* (1994).

Functionally the detector system may be divided into two parts, consisting of an entrance telescope, surrounded by a guard counter A, and a calorimeter. The entrance telescope consists of a silica aerogel Cherenkov detector C1 inserted between two semiconductors D1 and D2. It selects high-velocity particles with b> 0.938 and determines the particle charge (either 1 or Z>=2). C1 allows then the discrimination between electrons and low-energy protons. The calorimeter is composed of a lead-fluoride crystal C2 surrounded by a penetration detector, the scintillator S2.

An electron triggering D1, C1 and D2 without having enough energy to develop an electromagnetic shower in C2 is counted in the E4 channel. A higher energy electron gives a signal in C2, and none in S2 when the shower is confined in C2; it is then counted in the E12 channel. The E4 and E12 channels are only sensitive to electrons. Their characteristics are given in Table 1. The efficient geometric factor is evaluated for an isotropic flux using accelerator calibration results coupled with Monte Carlo simulations. The energy ranges are determined at the half-maximum values (FWHM) of the efficient geometric factor curve. The aperture angle of the acceptance cone of the detector is 45° for these channels.

The E4 counting rate shows a minimum value of about 2. 10^{-3} c/s, which will be taken in the following as the background level upon which are superimposed the Jovian events. This background includes the RTG induced contamination, local production and possibly Galactic electrons.

In the following we will also make use of the P4 proton channel with an energy range of about 5-23 MeV to monitor shocks or solar flare events.

3. DATA OVERVIEW

3.1 Spacecraft trajectory

After its launch on Oct. 6 1990 Ulysses followed an in-ecliptic path towards Jupiter. The closest approach to the giant planet occurred on Feb. 8, 1992. Ulysses began then its out-of-ecliptic dive thanks to the Jovian gravity assistance. Figure 1 displays the Ulysses trajectory from launch to the last Jovian event observation in a reference frame where the Sun and Jupiter are fixed. Fig 1a shows the trajectory projected into the Jovian orbital plane, Fig 1b, the projection onto the solar meridian plane containing Jupiter. The standard Parker magnetic field lines "passing through" Jupiter are also drawn for solar wind velocities of 350, 475 and 650 km/s. This allows a direct eyeball estimate of the magnetic connection between Ulysses and Jupiter during the in-ecliptic part of the trajectory and for a realistic value range of the solar wind velocity. The trajectory line is plotted in heavy line as long as Jovian electrons are observed at Ulysses. The spacecraft heliographic latitude increases till the pass over the South polar region of the Sun in summer 1994. The data shown here have been collected up to a latitude of 50° achieved at the end of 1993.

3.2 ULYSSES data overview

Since its switch-on on the 23rd of Oct. 1990, KET has flawlessly provided continuous measurements. As already reported with a smaller data set in Ferrando *et al.* (1991 & 1993), the proton and electron counting rates do not show similar time variations. The top panel of Figure 2 provides an overview of the time profile of the E4 electron counting rate. Quiet time periods are defined by a 5-23 MeV proton flux lower than 0.3 c/s, displayed in the bottom panel. Jovian electrons appear only during those periods. There is a strong event-to-event flux variability but the high and low flux envelope shapes clearly show that Jupiter is the source of these electrons as will be extensively discussed in the subsequent section. On the contrary proton flux levels are not sensitive to Jupiter's proximity: peaks reflect solar events while the progressive increase of the quiet-time level is due to solar modulation recovery (Heber *et al.*, 1994). The dependence of Jovian electron fluxes upon interplanetary conditions is investigated below in relation with the Ulysses magnetic field measurements (Balogh *et al.*, 1993a,b, 1994; Smith *et al.*, 1993), solar wind data (Bame *et al.*, 1993, Phillips *et al.*, 1994) and KET protons observations.

In the in-ecliptic phase before mid-91, numerous flares can be seen in the proton channels, some of them having a significant electron component (Wibberenz *et al.* 1992; Müller-Mellin *et al.*, 1993). The electron quiet-time level slowly decreases as may be seen during the very few quiet-time periods. As illustrated by Fig. 1, the magnetic connection between Ulysses and Jupiter becomes poorer and poorer after launch till mid 91: the electrons have to travel a longer cross-field distance to reach Ulysses and their flux at Ulysses is consequently diminishing. Early on, the magnetic sector structure is not well-established and shows four or six sectors, as reported by the magnetic field experiment. A lot of flares and transient events dominate at the end of this period: they prevent the formation of a steady pattern of CIRs and make particle propagation even more difficult. CIRs denote Corotating Interaction Regions, which are recurrent compression zones caused by solar wind velocity variations (Hundhausen and Gosling, 1975; Smith and Wolfe, 1976).

After mid 91 the activity of the Sun is less intense and the solar modulation recovery becomes clearer in the proton-channel quiet-level (Heber *et al.*, 1993). Till mid 92, two magnetic sectors are alternately observed at Ulysses, as well as series of CIRs; the interplanetary medium is more structured and quiet-time increases of the electron flux are more numerous and intense (Section 6). As investigated in section 5, the electron flux envelope slope becomes visibly correlated with the distance to the giant planet, whose magnetosphere was visited during 15 days in Feb. 1992 (Simpson *et al.*, 1992b). The Jupiter gravity-assist deflects Ulysses towards high southern heliolatitudes. After the magnetosphere traversal, the path of the electrons in the out-of-the-ecliptic direction from Jupiter to Ulysses increases. This may cause the observed asymmetry between the pre- and post-encounter slope which is investigated in Sect. 5. Furthermore, the event-to-event flux variability increases with two apparent flux levels favoured after the Jovian encounter.

After mid 92, there is a change in the magnetic sector pattern: the northern, outward polarity is more and more rarely observed and the southern one becomes predominant (Smith *et al.*, 1993). This is mainly caused by changes on the Sun, rather than by the so far limited out-of-ecliptic excursion of Ulysses. Throughout the whole time period, the solar wind data indicate the presence of a recurrent high-speed stream which is an equatorward extension of the south polar coronal hole. Ulysses alternates between the stream and the near-equator region. During this time, the proton flux continues to recover slowly from the solar maximum modulation while the Jovian electrons show a shaky two-level pattern until end of May 93, around 8.10^{-3} c/s and 2.10^{-2} c/s. This is discussed in Sections 6 & 7 in reference with the field line geometry and the sector structure.

Since May 93, the sector structure has disappeared and Ulysses is permanently immersed in a unipolar field geometry. Hence, the central portion of the streamer belt with lowest speed and highest density is not seen anymore at these higher heliographic latitudes. The 5-23 MeV proton rate slope remains unchanged (Fig. 2; see Heber *et al.*, 1993, 1994 for further details on proton modulation) while the electrons counting rate is showing a stable, low but nearly constant profile, as Ulysses is dipping ever more south.

The last non-ambiguous Jovian event reached Ulysses on day 65 of year 93. Since mid 93, at a southern heliographic latitude of about 28°. No more significant electron flux increase has then been detected up to 80°S with the exception of an event related to the solar flare observed at the beginning of 1994.

4. The PROPAGATION MODEL

In this section we turn first to the propagation model we have developed to account for the electrons observations of both the global flux shape and the individual events. In our preliminary studies (Ferrando *et al.*, 1991, 1993a), we used the same stationary model as that of Conlon (1978), keeping the diffusion coefficients and the solar wind velocity homogeneous and constant in time during the whole analysed period. Here we go further beyond by:

i) taking into account the adiabatic deceleration,

ii) making use of the full 3-D solution of the transport equation,

iii) considering transitory regimes,

iv) and finally including the observed variations of the solar wind speed as a function of latitude and time.

4.1 The transport equation and the existence of a solution

The first assumption is that the interaction of MeV electrons with the magnetic field irregularities in the solar wind can be described as a diffusive process in position space. Second, we suppose that this propagation in the three-dimensional heliosphere may be described by a Fokker-Planck equation (see Appendix A). It requires that the particle diffusion is indeed nothing but an asymmetric random-walk with small steps; in other words that the particle scattering occurs on a much smaller scale than the characteristic length of our problem, the Jupiter-Ulysses distance. Then the density of electrons is given by the following equation (Parker, 1965; see e.g. Fisk, 1979; Moraal and Potgieter, 1982):

$$\frac{\partial Up}{\partial t}(X,t) = -\nabla [K.Up - V.Up] + \frac{1}{3} \nabla.V \frac{\partial (p.Up)}{\partial p} \quad \text{(eq 1)}$$

where Up (X,t) is the electron density in momentum space, in units of part./cm^3.MeV/c, V(X,t) the solar wind velocity, K(X,t) the diffusion tensor and p the electron momentum.

The equation may be equivalently written:

$$\frac{\partial U_T}{\partial t}(X,t) = -\nabla [K.U_T - V.U_T] + \frac{1}{3} \nabla.V \frac{\partial (\alpha.U_T)}{\partial T} \quad \text{(eq 1bis)}$$

with $\alpha = \frac{T+2E_0}{T+E_0}$ taken equal to 1 in the following because of the ultra-relativistic energies T of the considered electrons.

The diffusion tensor can include drift terms from the gradient and curvature of the magnetic field. The first right hand side term in Eq.1 and 1bis accounts for the diffusion and convection of the electrons while the second describes the energy loss due to adiabatic deceleration in the radially expanding solar wind.

Eq. 1 and 1bis have to be solved with the appropriate boundary conditions, including the source term at Jupiter. In order to ensure the existence of a solution, and furthermore of an analytical one, we will assume mathematics conditions which may be summarized as follows:

-Kij is symmetric and spatially constant;

-The divergence of the solar wind is a spatial constant.

With these assumptions, the equation becomes a linear Fokker-Planck equation. Its exact general solution is given and justified in Appendix A.

4.2 The solution for a point source

The boundary condition refers to Jupiter: we will suppose that it is a constant point source of strength A in units of electrons per unit time per unit energy. It also defines the origin of the coordinate system. The source electron spectrum is taken as a power-law with a spectral index γ.

Assuming K symmetric and homogeneous is equivalent to supposing the existence of a global coordinate system in which K is diagonal and spatially constant. The diagonal terms are referred to as K_i, with i=1, 2, 3.

With the assumption that the above conditions are fulfilled, the stationary solution for the Jovian electron number density U at position R in an energy range [T, T+dT] is then given by U(X,T) dT with:

$$U(X,T) = \frac{A\, T^{-\gamma}}{8\pi D \sqrt{\prod_i K_i}} \exp 2\, \overline{D} \,.\, \overline{F} - 2\, D.\sqrt{F^2 + \supset \lambda} \qquad \text{eq (2)}$$

λ introduces the constant adiabatic deceleration effect as described below. The vectors Di and Fi are respectively equal to $\frac{Xi}{2\sqrt{Ki}}$ and $\frac{Vi}{2\sqrt{Ki}}$, with Xi the coordinates of the observer's position and Vi those of the solar wind velocity vector. Dimensionally each Di^2 is the characteristic diffusion time along the corresponding direction i. $\sum_i Di^2$ is thus the characteristic diffusive time from Jupiter to the observation point, without taking into account neither the convection introduced by Fi nor the adiabatic deceleration introduced by λ.

With the spectral shape assumption, the adiabatic deceleration term λ is expressed as $\frac{1}{3}(\gamma-1)\ \nabla.V$. Although $\nabla.V = 2\frac{V}{R}$ is not really constant, we approximate the adiabatic deceleration by its average through the particle travel path.

Note that this stationary solution applies only when the Jovian electron flux has time enough to reach its equilibrium value between major interplanetary medium disturbances, like CIRs for example (Section 6). These disturbances between Ulysses and Jupiter are introduced in our model as switch off and on of the source. In order to fit the flux time profile of each individual event, the transitory regime has to be considered. The corresponding time-

dependent solution is written below, where the time t is the time after the switch-on of the source and erfc is the error function:

$$U(X,T,t)=\frac{1}{2}U(X,T)\ \{\mathrm{erfc}[\frac{D}{\sqrt{t}}-F\sqrt{t}]+\exp^{4FD}\ \mathrm{erfc}[\frac{D}{\sqrt{t}}+F\sqrt{t}]\}\quad (\text{eq } 3)$$

We will use in the following the characteristic rising time, Trise, needed by the flux to reach half of its equilibrium value. This time Trise includes all propagation effects, as opposed to the purely diffusive time D^2 mentioned above.

4.3 The Jovian case: calculation and model inputs

In addition to the above assumptions, we have to define the problem geometry: the magnetic field structure in space, the values of the solar wind velocity, and eventually the way to calculate the distance Ulysses-Jupiter projected onto the three axes of the coordinate system.

Magnetic field and coordinate system

The average interplanetary field lines are modelled as Archimedean spirals. This is indeed observed, at least not far from the ecliptic, as shown by the Ulysses magnetic field experimenters (Balogh *et al.*, 1993b). The Parker spirals are computed with the actual mean solar wind velocity measured in the ecliptic (Phillips.*et al.*, 1994; and the data from the Solar Geophysical Data).

The magnetic field provides the local natural reference frame in which K is diagonal as gradient and curvature drifts are neglected. The non-zero terms of the diffusion tensor are indeed in the directions along and perpendicular to the magnetic field, since the interplanetary propagation is asymmetric with respect to the field. However, because of the field structure, there is no global Cartesian coordinate system in which K is diagonal, as necessitated in order to use the above solutions. Note that the parameters which enter the solutions are simply the distances from the source to the observation point measured along the directions in which the diffusion tensor is diagonal. In other words, these solutions for an ideal case indicate that the flux at a given point depends only on the distance between this point and the source "along and perpendicular" to the magnetic field. This gives a prescription to evaluate the flux in the actual magnetic field structure.

The system we use is Jupiter-centered and determined with respect to the Parker spiral representing the IMF for a given solar wind velocity. The X, Y, Z distances from Jupiter appearing in Eq. 2 and 3 are taken as indicated in Fig. 3. Project the Ulysses point on the Sun-centered cone containing Jupiter, which has its axis perpendicular to the solar equatorial plane: Pu is the projection point. Z is the distance Pu-Ulysses. Trace the Parker spiral passing through Pu. Define then the point Pj on the spiral to minimize the distance between Jupiter and this spiral: you obtain the radial "projection" of Jupiter with respect to this spiral. Y will be defined as the oriented distance Pu->Pj along the spiral oriented from the Sun. X is the oriented distance Pj-> Jupiter, positive when Pj is upwind Jupiter. Note that there are two possibilities for Y, denoted Y1 and Y2, leading also to X1 and X2. The coordinate set leading to the highest flux is chosen and plotted in continuous lines. Fig. 4 displays the time variations of the two coordinate sets (X1, Y1, Z1) and (X2, Y2, Z2=Z1) during the whole Ulysses journey from launch to the end of 1995, which will be helpful in further discussions. The top panel shows the Z-value indicating the proximity to the ecliptic.

In the chosen coordinate system, $K_{//}$ will refer to the propagation diffusion coefficient along the Y axis, that is the average magnetic field line. $K_{\perp}$ and K_Z characterize the propagation respectively along X and Z axis, i.e. perpendicular to the field and in the directions which may approximatively be described as radial or non-radial respectively, in this problem geometry.

Note that the choice of the coordinate system is far from being unique (e.g. Conlon, 1978; Hamilton and Simpson, 1979). We have considered as an alternative coordinate system a second reference frame defined by the cone containing Ulysses instead of that containing Jupiter. We have thus obtained different values of X, Y and Z, but the flux values deduced using both coordinate systems remain compatible within 10%. It was indeed an implicit necessary condition of using this simplified geometry that all reference systems should give equivalent results.

Solar wind velocity

Previously in the literature the solar wind velocity V has always been assumed to be spatially and time constant, fixed at a given value, 400 or 450 km/s (Conlon, 1978; Chenette, 1980). In our model the solar wind velocity is variable: its norm is derived from the data. It is considered as a parameter varying slowly with time, but remaining spatially homogeneous in the calculations (see Appendix B). This is justified by the fact that the characteristic variation time scale of the solar wind velocity, averaged between Jupiter and Ulysses, is large with respect to the electron propagation time, defined as the establishment delay of the stationary regime.

The solar wind velocity enters the flux calculation i) in the coordinate system computing through the spiraling of the field lines and ii) explicitly in the convection and adiabatic terms of the solutions. First, the Parker spiral calculation uses the mean solar wind velocity. As the field spirals joining the Sun and Jupiter are approximately in the ecliptic, we average over five days the norm of the solar wind velocity taken from the IMP 8 measurements, or from the in-ecliptic Ulysses data (Phillips *et al.*, 1994). Second, the Fokker-Planck solution requires the solar wind velocity vector Vi to be computed in the system (X, Y, Z). The mean norm of the solar wind velocity between Ulysses and Jupiter is approximated by the average between the in-ecliptic solar wind velocity and the one at Ulysses. The vector is estimated as radial at the mid point between the planet and the spacecraft and is then projected onto the X, Y and Z axis. This choice is also not unique, but not crucial, as we checked by comparing the fluxes predicted by models using different definitions (see Appendix B).

The introduction of a solar wind more realistic than in previous works allows first a check of how important the adiabatic deceleration is, and second, an investigation of possible effects of the 26-day variations of V on the modelled electron flux time profile. In order to investigate further this latter effect, we define also an analytical solar wind velocity profile without this 26-day periodicity. The analytical time profile of the solar wind velocity at Ulysses is shown in Figure 5a, while the real, more variable profile is plotted on Fig. 6a. It is easy to recognise the in-ecliptic phase till about day 36 of the year 1992, close to Jupiter, where the solar wind speed remains roughly between 350 and 550 km/s, which is the value range used in Fig. 1. Out of the ecliptic the solar wind speed increases until the south solar pass, and is then supposed to fall abruptly until the ecliptic crossing between days 40 and 90 of year 95, and to rise again in the journey towards the northern pole.

Finally, the adiabatic deceleration λ term has been expressed in the previous paragraph as the solar wind velocity divergence times a constant. As the term $\nabla.V$ is varying between Jupiter and Ulysses, λ varies from $\lambda_J = \frac{V_J}{R_J}$ up to $\lambda_U = \frac{V_U}{R_U}$, where R_J (resp. R_U) is the heliocentric radial distance of Jupiter (resp. Ulysses), and V_J (resp. V_U) represents the solar wind velocity at Jupiter (resp. Ulysses). In our analytical solution, we have to specify a constant value for λ. Taking $\lambda=\lambda_U$ overestimates significantly the adiabatic deceleration effect while taking $\lambda=\lambda_J$ leads to a large underestimate. We choose $\lambda = \frac{V_U+V_J}{R_U+R_J} = \frac{<V>}{<R>}$ as an average solar wind divergence estimate.

The three diffusion coefficients Ki and the source strength A are the free parameters to be determined from the data. This was done by selecting first the Jovian electron events and by fitting then their global envelope along the Ulysses trajectory.

5. JOVIAN EVENTS: Jets and JSIs

From the very beginning of the Ulysses journey, and as the previous spacecraft did before, the KET instrument detected some electron increases which are not of solar origin because of their smooth profiles and the absence of proton counterparts. They were first discovered by IMP-1 in early 1964 (Cline *et al.*, 1964) and referred in the literature as quiet-time increases (e.g McDonald *et al.*, 1972), then as Jovian bursts (e.g. Smith *et al.*, 1976), and again renamed Jovian Smooth Increases, or JSIs (Ferrando *et al.*, 1991, 1993a), to distinguish them from the jets discovered by Ulysses (Ferrando *et al.*, 1993b), as discussed hereafter.

When Ulysses came closer than 0.5 AU from Jupiter, and then when it dipped south up to 1 AU, KET, confirmed by HET (Simpson *et al.*, 1993), discovered a new class of events. Their rise times are very short and their characteristic duration is 2-30 minutes. They show furthermore a strong anisotropy directed away from Jupiter and the magnetic field is almost always pointing in the anti-Jovian direction during the events (Ferrando *et al.*, 1993a, b; Simpson *et al.*, 1993). Both flux profiles and anisotropies favour the hypothesis of almost no transport perpendicular to the field for these electrons. These characteristics support the following interpretation: during these electron "jets", Ulysses is passing through magnetic flux tubes directly connected with the Jovian magnetosphere. These flux tubes are filled with electrons, probably through some reconnection processes, such as the one observed at the very first Ulysses magnetopause crossing (Balogh *et al.*, 1994b). Figure 7 allows a direct comparison of the time profiles of a diffusive Jovian event and of a jet respectively. Of greatest importance is the striking difference between the two characteristic time scales.

Jets and JSIs differ also in the real path length followed by the electrons, as compared with their mean free path. For relativistic electrons, mean free path and diffusion coefficients are related by $\lambda(AU) = 0.07 * K\ (10^{22}\ cm^2/s)$. For a majority of the Jovian events outside the jet events, the propagation can be characterized as diffusive with the distance from the source being far larger than the mean free path. On the other hand, if the distance is smaller than 1, the events are jet-like, namely scatter-free, to use a terminology more familiar to the solar flare studies (cf section 1;

e.g. Kallenrode, 1993). In other words the jet detection up to 1 AU from their source gives a lower limit for l: a mean free path of about 1 AU corresponds to a parallel diffusion coefficient $K_{//}$ of the order of 15.10^{22} cm^2/s.

We can distinguish jets and JSIs also by using a time criterium: the characteristic time of the jet flux increases is less than a few minutes, and far less than the diffusive rise time characteristic of JSIs. This rise time (section 4) is plotted at the top panel of Fig 8 during the whole Ulysses journey.

Table 2 lists the start and stop times of all the JSIs, referred hereafter as Jovian events, detected by KET and used in all the following studies.

6. DIFFUSION COEFFICIENTS FROM THE JOVIAN FLUX ENVELOPE SHAPE

6.1 Jovian events selection

Because the electron propagation is often inhibited before the flux has enough time to reach its stationary level, the maximum flux level measured during an event is not the stationary flux F to be compared with the model results as given by Eq. 2. The level F needed is therefore estimated from the rise curve of the event. In addition to this flux value F, we also determined its uncertainty ΔF by taking into account the statistical uncertainty on the counting rate, and the uncertainty of the flux F estimate, inversely dependent on the event duration. The estimate of the flux level F is given in column 5 of Table 2. Other listed parameters will be extensively discussed in Section 7.

The envelope of the stationary flux levels defines a curve mostly consistent with a diffusive profile. The flux level shows a dependence on the distance from the planet, at least until the mid of 1992. The later events clearly show a too large flux dispersion to be accounted for by a single diffusive profile. These events will therefore be looked closer at in Section 7.

6.2 Fitting procedure

Once the Jovian events have been selected, we calculate the difference between these flux values (Fj, ΔFj) and the model fluxes Mj at the same days j, computed for a given parameter set of the diffusion coefficients $K_\perp$, $K_{//}$, K_Z, and the source strength A. These four parameters are determined by a least-square fit LSF of the data, using the following expression:

$$LSF(Ki,A)=\frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N}\left[\frac{Fj-Mj(Ki,A)}{\Delta Fj}\right]^2$$

We first minimize the least-square fit parameter with respect to the source strength A, which is a simple scaling of the flux curve. For each triplet of diffusion coefficients Ki, we consequently obtain a "best fit" value of the source strength $A(K_\perp, K_{//}, K_Z)$. The LSF function is then depending on the diffusion coefficients only.

$$LSF(Ki)=\underset{A}{Min}\,\frac{1}{N}\sum_{j=1}^{N}\left[\frac{Fj-Mj(Ki,A)}{\Delta Fj}\right]^2$$

The LSF function has been computed on a 3-D grid of Ki's with a logarithmic step of 10%. The best-fit parameters for the Ki's correspond to the absolute minimum value of the function and are taken on the grid. They are therefore determined within 10 % at best.

The grid of LSF(Ki) values is also used to estimate the uncertainties on the best-fit Ki's. They are computed by requiring that the LSF function increases by a given Δ(LSF) from its minimum value. This is similar to the method used in the χ^2 test. However, because of the arbitrary ΔF_j definition, the LSF is not, stricto sensu, a χ^2-function and the usual prescriptions for the error determination do not apply here. The required Δ(LSF) value is here 0.75 and has been eye-estimated, comparing the predicted flux curves and the observations. The resulting uncertainties of the Ki's are indeed larger than the grid step.

6.3 Results from the selected data set

The estimated best-fit parameters $K_\perp$, $K_{//}$, K_Z are reported in Table 3. The fit of the high-flux envelope is related to the average propagation conditions in interplanetary medium and leads to the following coefficients: $K_\perp=8\ 10^{20}$ cm^2/s; $K_{//}=1.8\ 10^{23}$ cm^2/s and $K_Z=1.7\ 10^{20}$ cm^2/s. The predicted electron flux corresponding to this triplet is

plotted on Figure 8, and on Figure 2 as the intermediate curve. It fits well the Jovian events flux level until mid of 1992. Again, the last events show an event-to-event high variability. As expected, this curve does not account for the levels of the jets, mostly seen during the post-encounter period in days 50-150.

In Table 3, the mean source strength A of Jupiter is also reported, assuming a differential source spectrum $dQ/dE = A\ E^{-2.5}$. The A-value is found to be $3.8\ 10^{26}$ elec./s /MeV$^{1.5}$. This corresponds to $3\ 10^{25}$ electrons per second released by the Jovian magnetosphere, in the E4 energy range (between 3.5 and 10.4 MeV). This is consistent with Conlon's determination (1978). Other close estimates of the Jovian source strength may be also found in Eraker (1982), in Pyle (1980) and in Ferrando *et al.* (1991).

The Figures 9 a,b,c give information about the uncertainties of the fit for the three diffusion coefficients and support the discussion below.

Electron parallel mean free path

Figure 9a displays the dependence of the fit function LSF on the parallel diffusion coefficient $K_{//}$. For each $K_{//}$, the value plotted is the minimum of the fit function with regard to the perpendicular coefficients. The strong asymmetry of the curve shows that the Jovian electron events do allow large values of $K_{//}$. However, a lower limit is clearly defined. This constraint arises mainly from the first Jovian events detected, for which the distance Y along the field is rather large, as visible in Fig. 4. This lower value for $K_{//}$, namely $6\ 10^{22}$ cm^2/s, corresponds to a parallel mean free path $\lambda_{//}$ of 0.4 AU. The best-fit value is three times larger.

This seems to be a quite large mean free path with respect to the usual adopted value at these low rigidities (Palmer, 1982). Notice that this value is entirely consistent with older Voyager observations (Schardt *et al.*, 1983) and is also supported by the observations of "jets" already described in Section 5. These events were observed up to 0.9 AU from Jupiter by our instrument. Their strong anisotropy implies that $\lambda_{//}$ is larger than 1 AU. For them, the diffusion assumption is not relevant. Furthermore, the jets require an unusual magnetic field configuration to be observed by Ulysses. This 1 AU value was thus derived from a few events only. The agreement between both values, from jets and from diffusive events, suggests that a large $\lambda_{//}$ is the rule rather than the exception, and that the Palmer consensus, at least for electrons, and at heliocentric distances larger than 1 AU, should be revisited. This is consistent with recent modification in the quasi-linear theory model satisfying the Helios observational constraints and supporting the idea of a mean free path for electrons increasing at low rigidities (Bieber *et al.*, 1994; and subsection 8.1).

The adiabatic deceleration effect is important in the determination of the mean free path. Fig. 10 demonstrates the importance of the adiabatic deceleration in the flux estimate. In the medium panel are plotted modelled fluxes using models resp. with and without adiabatic deceleration. In the bottom panel the relative difference is plotted and quantifies the relative weight of the adiabatic deceleration effect which varies with time. We have also fitted our observations, taking a restricted data set (till 92-196) in order to minimize the great event to event variability. When overestimating in the model the adiabatic deceleration, by calculating it at Ulysses as discussed in Section 4, we obtained a very large $K_{//}$, higher than $2\ 10^{23}$ cm^2/s. When setting the adiabatic deceleration to zero, we found a far smaller parallel diffusion coefficient of $6\ 10^{22}$ cm^2/s, with the lower limit of $4.5\ 10^{22}$ cm^2/s. This is very close to the value of $5\ 10^{22}$ cm^2/s, fixed in previous works because of the Palmer consensus, and which allowed a good fit of the Pioneer as well as Ulysses data, when using propagation models overlooking the adiabatic deceleration (Conlon, 1978; Ferrando *et al.*, 1993a). These two extreme working hypotheses demonstrate the adiabatic deceleration effect on the parallel diffusion coefficient. Their results are summarized in Table 4. The value of $K_{//}$, assumed in previous studies, is now derived from the same data set as the one used for the perpendicular coefficients study we will now discuss.

Perpendicular diffusion

In contrast to the $K_{//}$ case, variations in the perpendicular coefficients values have strong effects on the curve general pattern: $K_\perp$ on the time at which the slope reverses around mid 1991, and K_Z on the post-encounter curve. Indeed, K_Z quantifies the diffusion perpendicular to the envelope cone of the field spiral, approximately perpendicular to the ecliptic plane. On the other hand, $K_\wedge$ is related to the diffusion perpendicular to the field and close to the radial direction.

Figure 9b displays the LSF contour levels when fixing $K_{//}$ at its best fit value of $1.5\ 10^{23}$ cm^2/s. The circular shape of these contours demonstrates that these perpendicular coefficients are uncorrelated parameters of the fit. The ratio $K_\perp/K_Z$ is about 5. Even with the dispersion of the coefficients, the hypothesis that both perpendicular diffusion coefficients are identical, $K_\perp = K_Z$, is excluded for the average interplanetary conditions, at least during the period of these observations. Contrary to the parallel coefficient, both perpendicular coefficients show a relatively small dependence, within uncertainties, on the adiabatic deceleration value level used in the model.

For the sake of comparison with previous works, we also determined the diffusion parameters $K_{\perp 0}$ and $K_{//0}$ fitting the data in the ecliptic phase first. We then found K_Z by adding the out of ecliptic phase to the fitted data set, as Hamilton and Simpson (1979) did. We found the same triplets as in our 3-D global fit within the 10% precision we have chosen.

Figure 9c shows the relation between $K_\perp$ and $K_{//}$. It displays the LSF value minimized with respect to K_Z. It clearly demonstrates the correlation between these two parameter determinations: the larger the $K_{//}$, the larger the corresponding best-fit $K_\perp$. The ratio is roughly constant and equal to about 0.5% in the $K_\perp$ range 5-30 10^{20} cm^2/s. As the parallel diffusion coefficient is poorly determined from the data, this ratio value is better defined than the coefficients values themselves. It is also an adequate parameter to reflect the relative cross-field transport efficiency in interplanetary space.

6.4 Fitting variable interplanetary propagation conditions

The low-level envelope of the E4 counting rate also shows a dependence on the Jovian distance (cf Fig. 2). This strongly suggests that these low-level flux electrons are also of Jovian origin, namely the Jovian flux arising after the "worst" propagation conditions. Fitting this Jovian flux background as above, we obtain the following coefficients, also given in Table 3: $K_\perp$=1.5 10^{20} cm^2/s; $K_{//}$=15. 10^{22} cm^2/s; K_Z=1.5 10^{20} cm^2/s. The model flux predicted with these coefficients set is the lowest curve on Fig. 2. The low-level envelope could definitely not be accounted for by changing the source value only while keeping the previous coefficients which fit well the selected Jovian events envelope. For the mean coefficients, the best fit requires a source strength ten times lower, but the LSF function remains larger than 6.

The high-level Jovian events flux after mid 92 could be fitted only when assuming a relatively "efficient" perpendicular propagation out of the ecliptic, the ratio $K_Z/K_{//}$ being the key parameter of the fit. Assuming always a background level of 2.10^{-3} c/s, we obtained the following best fit coefficients, also reported in Table 3: $K_\perp$=8.10^{20} cm^2/s; $K_{//}$=26. 10^{22} cm^2/s; K_Z=8.10^{20} cm^2/s. The predicted flux for these coefficients is the highest curve in Fig. 2.

The relatively quiet time profile after the beginning of 1993, clearly visible in Fig 2 & 8, is not included in these fits. Although the level remains consistent with both predicted curves, it is not proven to be of Jovian origin. Note that this quiet level is about coincident with a constant solar wind velocity measured at Ulysses, as may be seen in the top panel of Fig. 6.

By displaying the electron flux calculated with three different values of K_Z, Fig. 5 illustrates how important K_Z is for the determination of the Jovian electron level and for the asymmetry between the pre- and post-encounter phases. This figure displays three curves computed with different K_Z-values (0.7, 1.7 and 8. 10^{20} cm^2/s resp.) until the end of the year 1995. The curves diverge with increasing latitudes and later converge during the ecliptic crossing in the beginning of 1995. No background has been added. As the predicted flux strongly depends on K_Z, it should have been possible to determine precisely this latter from the extended data set. Unfortunately, the dispersion of the last event flux levels seen in Fig 11 causes a large uncertainty of K_Z. We will more carefully investigate this dispersion in the following section, but this already indicates that the propagation in the Z direction may have different regimes according to different propagation conditions.

Comparison with previous Jovian electron studies

Previous Jovian electron studies have also determined diffusion coefficients, using a similar framework. The data were collected both at Earth with the IMP 8-measurements and at different solar radii with the Pioneers and Mariner observations. Only one pre-Ulysses study had the opportunity to estimate K_Z from out of ecliptic data, while several reported on $K_\perp$. All of them have fixed the parallel diffusion coefficient $K_{//}$ at 5 10^{22} cm^2/s, from the Hamilton study (1977) of solar flares for 1-2 MeV electrons. Moreover, these models did not take into account any adiabatic deceleration effect to fit the coefficients, although Chenette (1980) estimated that the deceleration may affect the model flux within 10-40%. This estimate is roughly consistent with our computation displayed in Fig. 10.

With such a fixed $K_{//}$, several determinations of the perpendicular coefficients have been published. As far as the in-ecliptic perpendicular coefficient is concerned: $K_\perp$=7.5 10^{20} cm^2/s from Mariner 10 data collected within 1 AU (Eraker and Simpson, 1979), $K_\perp$=5-10 10^{20} cm^2/s from IMP8 data at 1 AU (Chenette *et al.*, 1977), and finally $K_\perp \geq 5$ 10^{20} cm^2/s around 5 AU from Pioneer 11 data (Conlon, 1978). The only pre-Ulysses K_Z determination was obtained from the out of ecliptic (up to 16°) data of Pioneer 11, K_Z=2 10^{20} cm^2/s within a factor of two (Hamilton and Simpson, 1979). Ulysses gives another opportunity to determine again the diffusion coefficients. By fitting a limited data set of Jovian events, Ferrando *et al.* (1993) showed that the KET data supported the K_Z value range 2-8 10^{20} cm2/s. Besides, Simpson *et al.* (1993) used the phase shift of the ten-hour modulation persistence in interplanetary medium: a first period study favours $K_Z \doteq 0.8$ 10^{20} cm^2/s, and a second K_Z=3 10^{20} cm^2/s.

These values were also used in other works on Jovian electrons and accounted reasonably well for the studied data sets. Chenette (1980) noted that the IMP8 data were in agreement with $K_{//}=5\ 10^{22}$ cm^2/s, $K_{\perp}=1\ 10^{21}$ cm^2/s and $K_Z=2\ 10^{20}$ cm^2/s, but unsensitive to the K_Z value, as long as $K_Z \geq 0.5\ 10^{20}$ cm^2/s. Eraker (1982) fitted the Pioneer 10 data with the same coefficients as Chenette (1980). Finally, Moses (1987) showed that a set of $K_{//}=5\ 10^{22}$, $K_{\perp}=7\ 10^{20}$ and $K_Z=0.5\ 10^{20}$ cm^2/s accounts for the ISEE-3 observations at Earth. Our results are consistent with all these values, if we take the same $K_{//}$ value and the same model assumptions as in the above studies. In that framework, we get the following best fit: $K_{\perp}=7\ 10^{20}$ and $K_Z=1\ 10^{20}$ cm^2/s. Note furthermore that, in those previous studies, $K_{\perp}$ is about equal to 1% of $K_{//}$, not far from our own result when overlooking the adiabatic deceleration effect.

7. INDIVIDUAL EVENTS

A comparative detailed study of the individual events is pursued in this section. We intend to investigate why the detected Jovian electron flux switches on and off at Ulysses, and to evaluate which diffusion coefficients account the best for each event time profile. Both lines of approach try to picture which physical effects affect the electron release from Jupiter and/or their interplanetary propagation, in terms of cross-field transport, CIRs and magnetic sectors as well as propagation through zones of variable solar wind velocity.

7.1 Diffusion coefficients from the transitory regime

In the framework of the propagation model, the time-intensity increase profile of the events is interpreted as the transitory regime presented in Section 4.2. For each event we compare the observed time profile with the model predictions using different sets of coefficients. First of all, we probe the three sets of mean coefficients deduced from the envelope shape fit (cf Table 3). Most of the times, one of these set accounts for the observed increase when letting the source strength freely vary. If not, we search for the eye-estimated best-fit values of the diffusion coefficients. The establishment of transitory regimes is examplified in the low panels of Figures 12, 13 and 14. Jovian electron flux increases are visible in the bottom panels, with the curve of the model superimposed on each event. In Fig 12a or 13a, the large rise times require the use of low perpendicular coefficients (1.5 10^{20} cm^2/s; 18 10^{22} cm^2/s; 1.5 10^{20} cm^2/s). In Fig 12b or 13b, the two different events are well accounted for when using the coefficients set (8 10^{20} cm^2/s; 18 10^{22} cm^2/s; 1.7-8 10^{20} cm^2/s). The low-level curve in Fig. 12b, plotted with a dashed line, corresponds to the coefficients fitting the best the low-level envelope curve. Even when a unique level is hard to define, the flux time profile nevertheless remains always between the predicted fluxes corresponding to the low and high envelopes, as in Fig 14. The value range for both perpendicular coefficients required by the events is 1.5-8 10^{20} cm^2/s. Note that the parallel coefficient has so little effect upon the event flux that there is no hope pf determining it with greater precision. About 60% of the events do not need coefficients different from the mean ones. The coefficients required by the time profiles of the individual events are thus in good agreement with the coefficients fitting the equilibrium flux levels given in Table 3.

The different perpendicular coefficient values may correspond to real "transport facilities" variations related to varying interplanetary conditions. The interplanetary medium is indeed very perturbed near the maximum of solar activity, as was already pointed out in Section 3.2. The perpendicular coefficient arising from the particle cross-field transport naturally depends on the field strength. But the coefficient dependence on the field magnitude is currently debated. Conlon (1978) argued for K_Z proportional to $1/B^2$ using the formalism of Jokipii and Parker (1969). Alternatively, the perpendicular coefficients were considered as proportional to 1/B in many modulation models, as mentioned e.g. by Müller-Mellin and Wibberenz (1995). The perpendicular coefficients may therefore physically vary within a factor of 1-9, as $B/\langle B\rangle$=1-3 is often observed, in CIRs for example.

On the other hand, departure of the real field direction from the mean Parker spiral direction, and specially near the source or due to CMEs, may mimic the variations of the perpendicular coefficients. The oversimplified field geometry in our model indeed put limitations on the estimates of the parallel and perpendicular-to-the-field distances the Jovian electrons have to travel towards Ulysses.

7.2 Switch-on and -off of the Jovian electrons detection

Figures 12a, b and 13a, b display for some events the magnetic field features as well as the proton and electron time profiles. The second panels show the field magnitude revealing, for example, CIRs, which usually cause an increase of about a factor 3 in the field magnitude. In the third panels the low-energy proton channel covering the energy range 5-23 MeV is a good complementary indicator of shocks listed in Balogh *et al.* (1994a).

Switch-on of the Jovian events

We may compare for each event the switch-on times deduced from the data set and from the modeled onset of the transitory regime. The first column of Table 2 gives the time T_{qp} of the last perturbation (recurrent corotating shock, field compression) observed at Ulysses before each event. Each time-dependent solution is obtained under the assumption that the source switches on at a fitted time T_0 (this switch-on may be equivalently interpreted as the establishment of favourable interplanetary conditions for Jovian electron access to Ulysses). The time T_0 was optimised for each event. The corotation time between Ulysses and Jupiter is defined as the time a corotating field spiral takes to travel from Ulysses to Jupiter. Its values are also given in Table 2 and shown in Fig. 8. ΔT_{cor} is computed as follows: $\Delta T_{cor} = \Delta R/V + \Delta\Phi/\Omega s$, where ΔR is the distance from Jupiter to the spacecraft, $\Delta\Phi$ the azimuthal separation of both points, V the solar wind velocity and Ωs the angular rotation speed of the Sun. The observed start time for each well-defined diffusive event is always slightly later than $T_{qp} + \Delta T_{cor}$., from mid 1991. This demonstrates that Jovian events start when the perturbations mentioned above have just passed Jupiter, implying either that these perturbations act as effective barriers to the electron propagation or that these perturbations trigger the electron release from the Jovian magnetosphere. Additionally, there is an even better agreement between $T_{qp} + \Delta T_{cor}$ and T_0, which are never different by more than one day. Since T_0 depends on the diffusion coefficients values in the model, this provides another confirmation for this set of values. Before mid 1991, $T_{qp} + \Delta T_{cor}$.is of no use: the electrons propagate along the field line shown on Fig 1a, and are insensitive to perturbations between Ulysses and Jupiter.

Corotating Interaction Regions and Shocks

In the last column of Table 2 are listed the switch off cause(s) of each event when identified through the observed quantities mentioned above. Many events are abruptly switched off by CIRs, e.g. in both 12a and 13a. This is the clearest during the period of the two well-established CIRs, from the mid of 1991 until the mid of 1992. After the Jovian encounter till mid 1992 approximately, ΔT_{cor} remains small, as Ulysses spends a long time near Jupiter, in terms of both radial distance and heliographic longitude. Thus, CIRs pass through the spacecraft and the giant magnetosphere at almost the same time and do not so obviously modulate the electron transport, as may be deduced from Table 2 (see also Simpson *et al.*, 1993). Afterwards, at higher latitudes, the CIRs are more rarely observed at Ulysses. The shocks usually cut the Jovian flux. They are mainly forward shocks because those pass first between Ulysses and Jupiter and are more numerous at that time (Balogh *et al.*, 1993b).

This confirms earlier studies which have inferred that Jovian electrons can be seen at Ulysses only when CIRs were not present in the interplanetary medium between Ulysses and Jupiter (e.g. Simpson & al. 1993; Ferrando *et al.*, 1991; Moses, 1987; Conlon and Simpson, 1977). When CIRs are well-established, they were shown to impose their 27-day modulation to Jovian electrons. Even before knowing the Jovian origin of the quiet-time electron increases, Mc Donald *et al.* (1972) reported that "the increases sometimes display a 27-day periodicity" and are "anticorrelated with proton events". Shocks, corotating or transient, clearly inhibit the Jovian electron propagation. They are nevertheless not the only factor to consider, as discussed below.

The magnetic sectors

Table 2 shows that magnetic sector boundaries also interrupt Jovian events. Fig 13a) and 13b) show cases of clear polarity reversals, simultaneous with a field magnitude increase, ending the electron increases. In these figures, as in the close-ups of other events, the top panels show the angle between the field and the radial directions. This allows a determination of the magnetic sector at Ulysses: a value of +1, resp. -1, determines a positive, resp. negative polarity. As defined e.g. by Balogh *et al.* (1993a), a positive polarity is an away sector. But the fact that CIRs occur often at both sides of the heliospheric current sheet in the ecliptic makes it difficult to differentiate the respective roles of CIRs and sectors. The situation is clearer after the Jovian encounter when shocks and sheet are no longer in such a close association. The heliospheric sheet acts in this case as an efficient propagation obstacle; Jovian events are detected when Ulysses remained immersed in a unique magnetic sector. Note however that the Jovian electrons sometimes appear at the boundary between the magnetic sectors, when the sector remains undetermined (see the last event in days 175-178 on Fig 12b.

For the 10 events after day 160 of year 1992, we have traced back the Ulysses and Jupiter locations onto the solar magnetic field synoptic chart published in Solar Geophysical Data, using the real solar wind velocity at Ulysses (Phillips *et al.*, 1994). We found that in almost all of the cases Ulysses and Jupiter are on the same side of the neutral sheet during the whole event duration. The only two exceptions are the events around the days 170 and 175, and these events show coincidently low fluxes. Note also that some events, as for example those of days 165 and 300, as well as the last event reported, seem to coincide with locations of Ulysses and Jupiter both very near to the current sheet. However, the farther Ulysses is from the source planet, the more difficult it is to map back the field and to know if the current sheet swings between Jupiter and Ulysses.

Closer than 1.5 AU from Jupiter, the Jovian events occur preferentially in the negative magnetic sector before encounter, and the positive one afterwards. When Jovian events occur alternatively in both sectors, their flux level seem correlated with the field polarity, as seen in Fig. 14 and Fig 11. In this latter figure, the magnetic sector is plotted along with the event flux maximum, as empty circle (or cross) if the sector is positive (resp. negative). This obvious polarity asymmetry between post- and pre-encounter can not be explained by the times spent by Ulysses in

each polarity and suggests that the electron escape mechanism (rate and/or location) depends on the field direction, as also noticed by Simpson *et al.* (1993).

In previous studies, Conlon (1978) found no magnetic sector boundaries effect on Jovian electron flux detected by Pioneer 11. But, Chenette (1980) found a correlation between flux levels and sector polarities: at Earth, the positive sector corresponds to smaller fluxes than the negative one. In their detailed scrutiny of the quiet-time increases from still unknown origin, McDonald *et al.* (1972) noted that "in general the increases are contained within a single interplanetary magnetic sector". Using the Fig 10 taken from their paper, we tentatively deduced that 5 events over the 9 shown had their increase in the negative sector, against 2 in the positive one.

The jets occur preferentially in the positive sector at least after Jupiter's encounter (Ferrando *et al.*, 1993b; Simpson *et al.*, 1993), where the JSIs flux level is found to be higher. Note that during JSIs, contrary to the jet case, the magnetic field direction does not show any departure from the Parker configuration.

7.3 Solar wind effect

Another factor, the solar wind velocity, acts on the detected Jovian electron flux. From equations 2 and 3 and from the expression of $F=\frac{Vi}{2\sqrt{Ki}}$, it is clear that a Vi decrease favours the electron propagation by mimicking a Ki-increase in F, and by diminishing the adiabatic deceleration effect. Notice that a solar wind direction diverging from the assumed radial one may also mimic source variations (Chenette, 1980). An ideal analysis would require consideration of the actual wind direction and averaging of the solar wind velocity over a time interval equal to DT_{cor}. This would be nit-picking to do this while, for example, the adiabatic deceleration term is only roughly estimated.

The solar wind variations increase in amplitude after the Jovian encounter, as already mentioned in the data overview of Section 3. During this interval, most of the events appear during the decreasing phase in the solar wind velocity profile. The variations of the solar wind velocity (Fig 6a) are included in the model as described in Subsection 4.3. Their effect on the envelope curve shape presented in Fig. 6b becomes strong after mid 1992. Within the model limitations mentioned above, it is striking that the modelled flux increase caused by wind variations occur at the same time as the observed JSIs, as plotted in Fig 15.

7.4 Source variation

When considering only the events well-accounted for with the mean diffusion coefficients, the source strength remains around its mean value within a factor 3, leading to A=2-8 10^{26} electrons $MeV^{1.5}/s$, when assuming a constant spectral shape. Extension to the whole Jovian event set does not modify this conclusion, except for the two particular events respectively shown in Figures 12a and 13a. Their long rise profiles are both fitted with a low $K_\perp$ coefficient: $K_\perp=2.5\ 10^{20}\ cm^2/s$; $K_{//}=18\ 10^{22}\ cm^2/s$ and $K_z=1.7\ 10^{20}\ cm^2/s$ and a source strength of 9.5 and 14 10^{26} el $Mev^{1.5}/s$ respectively. No obvious explanation for their singularity has been found in the preceding interplanetary conditions. However, when fitting only their equilibrium flux level using the nominal coefficients, the source strength is at a normal value. Thus far, no clear evidence of any variation of the source strength can be reported.

Turning to the previous studies, possible source variability was often mentioned but the source strength was estimated no more accurately than by an "order of magnitude". According to Chenette (1980), the sector dependence of the flux suggests that one of the two interplanetary field polarities favours the escape of the electrons. Moreover he tentatively argued that CIRs trigger, for several days only, the release of the electrons out of the magnetosphere. The assumption of a triggered source is not needed by our data set and we observe additionally Jovian increases without any evidence of a CIR at Jupiter, as for example in Fig. 12b. The extent of the source region was also discussed because of the several AU-long tail of the Jovian magnetosphere (Krimigis *et al.*, 1975; L'Heureux and Meyer, 1976; Schardt *et al.*, 1981). The occurrence of the jets seems to favour the hypothesis of an escape location size smaller than the magnetospheric global size, as far as the electrons detected by Ulysses are concerned (Ferrando *et al.*, 1993b). The rate and location of the electron escape from the magnetosphere may indeed vary with time or different fields polarities, or some other reasons according to the release mechanism(s) (Simpson *et al.*, 1993; Balogh *et al.*, 1994b). On the other hand, the convection-diffusion model has thus far successfully accounted for the spatial distribution of Jovian electron intensity without using a detailed source geometry: far enough from the planet, Jupiter may be successfully modelled as a "continuously emitting point source", as Pyle and Simpson (1977) first deduced from their data set.

8. CONCLUSIONS

8.1 Comparison with previous non-Jovian studies

Solar flare studies provide independent determinations of the coefficients. These are of special help for determining the parallel diffusion coefficient, and for investigating its radial dependence. More precisely, solar flare studies focus on the radial diffusion coefficient Kr, neglecting large-scale random walk of field lines. This latter coefficient is defined as $Kr = (K_{//}\cos^2 Y + K_{\perp}\sin^2 Y)$, with Y the angle between the Parker spiral and the radial direction. Hamilton (1977) studied the radial dependence of this radial diffusion coefficient and found Kr $\mu R^{0.4}$ from 1 to 6 AU. By fitting time profiles of solar flares, he got Kr=4-9 10^{21} cm^2/s at 1 AU, which is consistent with our own finding. Making a synthesis of numerous solar flares observations though recognizing a large event to event variability, Palmer (1982) reported $K_{//}=\beta(1.2\text{-}4.5)\ 10^{22}$ cm^2/s and $K_{\perp}=\beta\ 10^{21}$ cm^2/s at 1 AU for the electron energy window 0.1-10 MeV, β denoting the particle velocity in light velocity unit.

For the sake of comparison (cf Table 5), we suppose that our own mean coefficients correspond to an average distance of 3 AU. As the angle between the Parker spiral and the radial direction Y is about 70° at 3 AU, we obtain a Kr-value of 22 10^{21} cm^2/s. Our findings are marginally consistent with the so-called Palmer consensus, even without assuming any radial dependence. Our parallel mean free path is larger than the Palmer consensus $K_{//}$-value at 1 AU. When taking from Palmer $K_{//}=1.2\ 10^{22}$ cm^2/s, our best fit parallel coefficient supports a radial dependence in R^b with b=2.3, consistent with the Hamilton experimental finding (b=2.4). Palmer mean free paths are in the range $\lambda_{//}=$ 0.08-0.3 AU. But larger mean free paths at 4-5 AU from the Sun are required by the Ulysses discovery of scatter-free Jovian electron jets (Ferrando *et al.*, 1993b; Rastoin *et al.*, 1993; Simpson *et al.*, 1993). Note also that the Palmer consensus range is the "outcome of an estimate of many individual events with different scattering conditions and therefore different rigidity dependences" (Valdes-Galicia, 1992). Bieber and coworkers (1994) recently revisited this Palmer consensus and presented new Helios observations supporting very different behaviours of electrons and protons below 100 MV, with parallel mean free paths of electrons far larger.

The rigidity dependence of the diffusion coefficients has also been studied with other approaches. Jokipii (1976) estimated $K_{\perp}\approx 10^{19}$ cm^2/s by supposing that the field random-walk was exclusively responsible for the Jovian electron detection at 1 AU. This value is close to our finding. Moussas *et al.* (1982a,b) derived the particle transport coefficients by a numerical integration of particle trajectories in a 2-D field derived from observations. They found a $K_{perp}=1\text{-}3\ 10^{20}$ cm^2/s for energies of 1-10 MeV, similar to our K_Z-value. As they do not take into account the random-walk of the field lines, our Kz lower than K^ may indicate that the random-walk of the field lines is less effective in the direction perpendicular to the ecliptic than in the radial direction.

8.2 Results summary

By fitting, throughout the Ulysses trajectory, the global envelope shape of the Jovian electron flux, we arrived at diffusion coefficients displayed in Table 3: $K_{\perp}=8\ 10^{20}$ cm^2/s; $K_{//}=18\ 10^{22}$ cm^2/s and $K_Z=1.7\text{-}8\ 10^{20}$ cm^2/s. The corresponding source strength is in agreement with values from previous studies. The perpendicular coefficient $K_{\perp}$ is determined within roughly a factor 2 (cf Table 4). We have shown that Jovian electron observations require on average a large parallel diffusion coefficient and that the main constraint is $K_{//}>5\ 10^{22}$ cm^2/s. Within the $K_{\perp}$-value range, the ratio $K_{\perp}/K_{//}$ remains constant, around 0.5 %, as shown in Fig 9c.

The perpendicular coefficient K_Z is almost exclusively constrained by the out-of-ecliptic observations. Because of the event-to-event flux-level dispersion, it is determined within the uncertainty range 1.5- 9 10^{20} cm^2/s. In fact, this event level variability may be due either to actual variation in cross-field transport facilities or to modelling oversimplifications. The high levels of the far post-encounter JSIs allow a K_Z-value as high as that of $K_{\perp}$. The pre- to post-encounter asymmetry of the envelope curve near the planet argues nevertheless against the hypothesis $K_{\perp}=K_Z$. The low levels are also better accounted for by taking a K_Z-value of 1.5 10^{20} cm^2/s, in agreement with the 2 10^{20} cm^2/s value previously found by Hamilton and Simpson (1979).

The time profiles of the Jovian events provide another test of the propagation model. Most of the individual Jovian events show indeed diffusive electron flux profiles well accounted for by our modelled transitory regimes using the mean diffusion coefficient values. Events show no evidence of source variability by more than a factor 3 (cf Table 2).

In addition, the study of individual Jovian events gives insights into the different factors affecting the electron propagation. In most cases the switch-off of the Jovian flux may be attributed to either a CIR coming between Ulysses and Jupiter, or an interplanetary shock developing at the time, or a sector change occurring. The switch-ons do not always have an obvious explanation but require the establishment of quiet interplanetary conditions long enough before the event. The varying interplanetary conditions Ulysses experienced along its trajectory, near solar maximum, prevent these events from showing the 27-day modulation that was observed at Earth (e.g. McDonald *et al.*, 1972) or by the Pioneers around solar minimum (Conlon, 1978) .

The magnetic sectors seem to be important for defining the occurrence of the events and their flux levels. The "favourable" sector, allowing more numerous events and higher fluxes, is the negative one (i.e. the "towards" Sun

polarity) before encounter. Afterwards, it is the positive one, in which post-encounter jets are also mostly detected. This may add constraints on the possible escape mechanism(s).

While the occurrenceof the individual events and their flux levels seem to depend on interplanetary medium quietness and on the magnetic sector, the solar wind variations also strongly affect the modelled flux. This dependence is strengthened by the adiabatic deceleration effect, which wasn't taken into account in the previous Jovian electron propagation models. The predicted flux increases are strikingly coincident with the appearance of the observed JSIs, providing another support of the model.

On the basis of the above observations and analysis, we can build the following picture of the Jovian electrons fate. They probably escape from the Jovian magnetosphere at least at the rate of 1 10^{26} electrons $MeV^{1.5}/s$, in the 3-10 MeV range. This rate may vary by about a factor 2 in some "favourable" conditions, involving the interplanetary magnetic polarity at Jupiter. The electrons remain mostly confined near the ecliptic, following globally the mean interplanetary field line connected to Jupiter. If they have to propagate across the mean field towards the observer, they will lose their anisotropy by diffusion and are classified as JSI's. Otherwise, as in jets, the anisotropy as well as their characteristic ten-hour modulation and its phase are preserved, even at 0.9 AU distance (Rastoin *et al.*,1993).

After the discovery of the jets and following the Voyager observations of Schardt *et al.* (1981) in and near the far Jovian magnetotail, the magnetosphere appears more like a filamentary source than like a point source, for a nearby, downwind observer at least. As the profiles and flux levels of the Jovian electron events depend on the Ulysses distance to these filaments, it adds uncertainty in our modelling near the source. This filamentary source structure and its dynamics may explain part of the out-of-ecliptic, post-encounter discrepancy between observations and model. Far enough from Jupiter, a point source description efficiently accounts for the observations.

As Ulysses flies from the South pole to the North (see Fig. 1), it will provide the unique opportunity to study again the latitudinal variations of the Jovian flux displayed in Fig. 6. The re-crossing of the ecliptic in March 95 will allow us to check the model reliability on the determination of the diffusion coefficients...

Acknowledgements: We are grateful to M.-B. Kallenrode for critically reading an earlier version of this manuscript and for her helpful comments. This work was partly supported by the Ecole Polytechnique.

APPENDICES

A. The transport equation and its solution

The transport equation

The "Fokker-Planck equation" term defines an approximated equation derived from the "Master" equation describing an asymmetric random walk with Markovian properties (Van Kampen, 1992). The most general multivariate Fokker-Planck equation may be written as follows:

$$\frac{\partial P}{\partial t}(X,t) = -\sum_{i} V_i \frac{\partial P}{\partial x_i} - \sum_{i,j} A_{ij} \frac{\partial x_j P}{\partial x_i} - \sum_{i,j} K_{ij} \frac{\partial^2 P}{\partial x_i \delta x_j} \quad \text{(eq 0)}$$

The coefficients may be any real differentiable functions with the sole restriction that the matrix K is to be taken symmetric and positive definite. The general non-linear Fokker-Planck equation is valid under the assumption that each particle's individual jump is "small", and merely requires the knowledge of the functions A(X), V(X) and K(X). For any stochastic process this can be determined with a minimum of detailed knowledge about the underlying mechanism.

Though it is not integro-differential but only differential, it can be solved explicitly and easily only under supplementary assumptions, which we now turn to write explicitly.

Model assumptions

The first but not necessary restriction we used to obtain an easier solution is to handle only the linear Fokker-Planck equation where V, A and K are now constant.

The euation is further reduced to a linear multivariate Fokker-Planck equation (with V=0) through a simple variable substitution Y= X- U, and dU/dt= A. U + V. With the initial condition of a point source $P(Y,0)=\delta(Y-Y0)$, the solution is a Gaussian distribution of the position vector Y, thus fully determined by its moments and covariances. If A is a time-constant, we obtain:

moments $\langle Y\rangle_t = \exp^{tA} Y_0$ (eq 4 a)

covariances $Cov_{kl} = \langle y_k, y_l\rangle - \langle y_k\rangle\langle y_l\rangle$ (eq 4 b)

$$Cov(t) = 2\int_0^t \exp^{(t-t')A} K \exp^{-(t-t')A} dt'$$

After having written moments and covariances, we construct the corresponding Gaussian distribution:

$$P(Y,t) = \frac{2\pi^{-3/2}}{\sqrt{\det(Cov)}} \exp -\frac{1}{2}\, {}^t(Y-\langle Y\rangle).\, Cov^{-1}.(Y-\langle Y\rangle) \qquad \text{(eq 5)}$$

In our case, A=0, K is diagonal, and the moments and covariances thus have simple expressions. By substituting X for Y, we get the time-dependent Gaussian distribution:

$$P(X,t) = (4\pi t)^{-3/2} \prod_i \frac{1}{\sqrt{K_i}} \exp \frac{1[X_i-U_i]^2}{4 \quad K_i t} \qquad \text{(eq 6)}$$

with $U_i = V_i t$ and V_i constant in time.

More generally, if K is a function of time, the solution is again a Gaussian, but the covariances have some more complicated formulae. Note also that the propagator, solution of the Fokker-Planck equation with the initial condition $P(X,0) = \delta(X-X0)$, is without approximation a Gaussian distribution whatever time-dependence the solar wind velocity may have.

In conclusion, the physical hypothesis leading to the solution (7) below may be summarised as follows:

-Kij is symmetric, and spatially constant;

-The solar wind velocity is a spatial constant, its divergence is zero.

-Jupiter is a point source at 0, for t>0.

We have to assume the spectral shape of the source in order to write the electron density also function of the particles' energy:

$$U(X,T,t) = \int_0^{t'} S(T,t')\, P(X,t-t')\, dt' \qquad \text{(eq 7)}$$

The general solution is defined by (eq 7), where S(T,t) is the number of electrons of energy T escaping the Jovian magnetosphere at time t during the interval dt.

B. Use of the solar wind data

In the exponential of the Fokker-Planck equation, F and D play very symmetric roles; the determination of the solar wind velocity vector is thus very important in our model.

We will solve the Fokker-Planck equation at constant V and obtain the stationary solution at a given position R0 and a given time t0. This requires that a stationary regime has been established. But V will in fact be a time-dependent realistic value, $V(t_0)$. It is representative of the average state of the interplanetary medium the electrons which arrived at t0 at Ulysses, have previously experienced. For the next day t_0+1, we will assume a slightly different value $V(t_0+1)$ and solve the equation with this parameter $V(t_0+1)$ considered as a spatial and temporal constant.

In fact we are dealing with a slow time-varying parameter which remains spatially homogeneous: the solar wind velocity is slowly dependent on time with respect to the electron propagation time. As explained in Appendix A, the stationary solution is a time-dependent Gaussian distribution.

In practice we use five-day averages of two different data sets: the Ulysses measurements (Phillips *et al.*, 1994) and the Solar Geophysical Data. The difference between both is evidently greater in the out of ecliptic phase.

What we have to provide the model with is the solar wind vector in the X, Y, Z coordinate system.

To obtain this, we calculate the projected coordinates of the solar wind velocity we have at Ulysses with the X and Y axes being those calculated at Pu and we average it with the ecliptic solar wind vector computed at Pj. This is a rough attempt to take into account the difference of solar wind velocity and to minimize the risks of the crude hypothesis on the coordinate system.

We have computed the solution with different hypotheses on the solar wind velocity:

1. with a constant value of 450 km/s
2. with ecliptic values from Ulysses or Geophysical data
3. with the Ulysses data
4. with the time-dependent and differently averaged solar wind velocity.

Between 1 & 2 are the differences really negligible. When introducing the out of ecliptic Ulysses data as in 3 & 4, some flux wave-like variations correlated with the solar wind variations are predicted and seem to coincide with Jovian electron event appearance, as it is developed in section 7.3. These structures are even clearer with the rule 3, but this assumption greatly overestimates the effect. The fourth method calculates simply a sort of average solar wind condition the electrons have experienced throughout.

REFERENCES

Balogh A., M.E. Burton, E.J. Smith, R.J. Forsyth, J.-A. Gonzales-Esparza, S.J. Bame, and B.E. Goldstein, Interplanetary Shock Waves: Ulysses Observations in and out of the ecliptic plane, ESLAB Symposium, 1994a.

Balogh A., S.W.H. Cowley, T.M. Edwards, G. Erdös, P. Ferrando, R.J. Forsyth, R.J. Hynds, C. Rastoin, A. Raviart and K. Staines, Energetic Ion and Electron Observations at Jupiter's Dayside Magnetopause Location and Boundary Coupling Processus, submitted to Planet. and Space Sci., 1994b.

Balogh A., G. Erdös, R.J. Forsyth, and E.J. Smith, The Evolution of the Interplanetary Sector Structure in 1992, Geophys. Res. Letters, 20(21), 2331-2334, 1993a.

Balogh A., R.J. Forsyth, A. Ahuja, D.J. Southwood, E.J. Smith and B.T. Tsurutsani, The Interplanetary Magnetic Field from 1 to 5 AU: Ulysses Observations, Adv. in Sp. Res., 13(6), 15-24, 1993b.

Bame S.J., B.E. Goldstein, J.T. Gosling, J.W. Harvey, D.J. McComas, M. Neugebauer, and J.L. Phillips, Observations of a recurrent High-Speed Solar Wind Stream and the Heliomagnetic Streamer Belt, Geophys. Res. Letters, 20(21), 2323-2326, 1993.

Bieber J.W., W.H. Matthaeus, C.W. Smith, W. Wanner, M-B Kallenrode and G. Wibberenz, Proton and Electron Mean Free Paths: The Palmer Consensus Revisited, Ap.J., 420, 294-306, 1994.

Chenette D.L., The Propagation of Jovian Electrons to Earth, J.G.R., 85, 2243-2256, 1980.

Chenette D.L., T.F. Conlon, K.R. Pyle and J.A. Simpson, Observations of Jovian Electrons at 1 AU Throughout the 13 Month Jovian Synodic Year, A.J., 215, L95-L99, 1977.

Chenette D.L., T.F. Conlon and J.A. Simpson, Bursts of Relativistic Electrons from Jupiter Observed in Interplanetary Space with the Time Variation of the Planetary Rotation Period, J.G.R., 79, 3551-3558, 1974.

Cline T.L., G.H. Ludwig, F.B. McDonald, Detection of Interplanetary 3- to 12 MeV Electrons, Phys. Rev. Letters, 13, 786-789, 1964.

Conlon T.F., The Interplanetary Modulation and Transport of Jovian Electrons, J.G.R., 83, 541-552, 1978.

Conlon T.F. and J.A. Simpson, Modulation of Jovian Electron Intensity in Interplanetary Space by Corotating Interaction Regions, A.J., 211, L45-L49, 1977.

Eraker J.H., Origins of the Low-energy Relativistic Interplanetary Electrons, Ap. J., 257, 862-880, 1982.

Eraker J.H., and J.A. Simpson, Jovian Electron Propagation close to the Sun (<0.5 AU), Ap. J. Letters, 232, L131-134, 1979.

Ferrando P., R. Ducros, C. Rastoin, A. Raviart, Jovian Electrons Jets in Interplanetary Space, Planetary and Space Science, 41, 839-849, 1993b.

Ferrando P., R. Ducros, C. Rastoin, A. Raviart, H. Kunow, R. Müller-Mellin, H. Sierks and G. Wibberenz, Propagation of Jovian Electrons in and out of the Ecliptic, Adv Sp Res, 13 (6), 107, 1993a.

Ferrando P., R. Müller-Mellin, H. Sierks, G. Wibberenz, A. Raviart, R. Ducros, P. Ferrando and L. Treguer, The Kiel Electron Telescope on board Ulysses, Proc. 22nd Intern. Cosm. Ray Conf., Dublin Ireland, 3, 366, 1991.

Fisk L.A., Interaction of Energetic Particles with Solar Wind in Solar System, vol 1, edited by C.F. Kennel, L.J. Lanzerotti and E.N. Parker, p117, North-Holland, New York, 1979.

Hamilton D.C., The Radial Transport of Energetic Solar Flare Particles from 1 to 6 AU, J.G.R., 82, 2157-2169, 1977;

Hamilton D.C. and J.A. Simpson, Jovian Electron Propagation out of the Solar Equatorial Plane: Pioneer 11 Observations, A.J., 228, L123-L127, 1979.

Hasselmann K. and G. Wibberenz: Scattering of charged Particles by Random Electromagnetic Fields, Z. Geophys., 34, 353, 1968.

Heber B., A. Raviart, C. Paizis, M. Bialk, W. Dröge, R. Ducros, P. Ferrando, H. Kunow, R. Müller-Mellin, C. Rastoin, K. Röhrs and G. Wibberenz, Modulation of Galactic Cosmic Ray Particles Observed on board the Ulysses Spacecraft, Proc. 23st Int. Cosm. Ray Conf. Calgary Canada, 1993

Heber B., A. Raviart, C. Paizis, W. Dröge, R. Ducros, P. Ferrando, H. Kunow, R. Müller-Mellin, C. Rastoin, K. Röhrs, H. Sierks, and G. Wibberenz, High-Energy Cosmic Ray Nuclei Results on Ulyssses: 1. Mission Overview, Space Science Reviews, 72, 391-396, 1994.

Hundhausen A.J. and J.T. Gosling Solar Wind Structure at Large Heliocentric Distances: an Interpretation of Pioneer 10 Observations, J.G.R., 81, 1436-1440, 1975.

Jokipii J.R., The Rate of Separation of Magnetic Lines of Force in a Random Magnetic Fied, A.J., 183, 1029-1036, 1973.

Jokipii J.R., The Interplanetary Mgnetic field and Energetic Electrons from Jupiter, G.R.L., 3, 281-282, 1976.

Jokipii J.R. and E.N. Parker, Stochastic Aspects of Magnetic Lines of Force with Application to Cosmic-Ray Propagation, A.J., 155, 777-798, 1969.

Kallenrode M-B, Particle Propagation in the Inner Heliosphere, J.G.R., 98, 19,037-19,047, 1993.

Krimigis S.M., E.T. Sarris and T.P. Armstrong, Observations of Jovian Electron Events in the Vicinity of Earth, G.R.L., 2, 561-564, 1975.

L'Heureux J., C.Y. Fan and P. Meyer.: The Quiet-Time Spectra of Cosmic-Ray electrons of energies between 10 & 200 MeV observed on OGO-5, Ap. J., 171, 363-376, 1972.

L'Heureux J. and Meyer P.: Quiet time increases of low-energy Electrons: the Jovian Origin, Ap.J., 209, 955, 1976.

McDonald F.B., T.L. Cline and G.M. Simnett, Multivarious Temporal Variations of Low-Energy Relativistic Cosmic-Ray Electrons, J.G.R., 77, 2213-2231, 1972.

Marsden R.G., T.R. Sanderson, K.-P. Wenzel and S.J. Bame, Cospin LET Observations of Recurrent Energetic Particle Events During the In-Ecliptic Phase of the Ulysses Mission, Adv Space Sci, 13, 95-98, 1993.

Meyer P., E.N Parker and J.A. Simpson, Solar Cosmic Rays of February 1956 and their Propagation trough Interplanetary Space: Phys. Rev., 104, 768, 1956.

Moraal H. and M.S. Potgieter, Solutions of the Spherically-Symmetric Cosmic-Ray Transport Equation in Interplanetary Space, Astrop. and Space Science, 84, 519-533, 1982.

Moses D., Jovian Electrons at 1 AU: 1978-1984, A.J., 313, 471-486, 1987.

Moussas X., J.J. Quenby and J.F. Valdés-Galicia, Drift Motion and Perpendicular Diffusion of energetic Particles in Interplanetary Space based on Spacecraft Data, Astrophys. ans Space Science, 86, 197-207, 1982.

Moussas X., J.J. Quenby and J.F. Valdés-Galicia, Study of Parallel Diffusion of energetic Particles in Interplanetary Medium using Spacecraft Data at 1 and 5 AU, Astrophys. ans Space Science, 86, 185-195, 1982.

Müller-Mellin R. and G. Wibberenz, Energetic Particles at High Latitudes, Space Science Reviews, 72, 273-284, 1995.

Müller-Mellin R., B. Heber, M.-B. Kallenrode, H. Kunow, G. Wibberenz, Solar Energetic Particles in the Intermediate Region of the Heliosphere, Adv Sp Res, 13 (6), 85, 1993.

Palmer I.D., Transport Coefficients of Low-Energy Cosmic Rays in Interplanetary Space, Rev. of Geoph. and Sp. Ph., 20, 335-351, 1982.

Parker E.N., The Passage of Charged Particles through Interplanetary Space, Planet. and Space Science, 13, 9, 1965.

Phillips J.L., A. Balogh, S.J. Bame, B.E. Goldstein, J.T. Gosling, J.T. Hoeksema, D.J. McComas, M. Neugebauer, N.R. Sheeley, Jr., and Y.M. Yang, Ulysses at 50° South: Constant Immersion in the High-Speed Solar Wind, G.R.L., 21, 1105-1108, 1994.

Pyle K.R. and J.A. Simpson, The Jovian Relativistic Electron Distribution in Interplanetary Space fron 1 to 11 AU: Evidence for a Continuously Emitting Point Source, A.J., 215, L89-L93, 1977.

Rastoin C., R. Ducros, P. Ferrando and A. Raviart, The "10-hour" Modulation of the Jovian Electron Spectrum in Interplanetary Space- Ulysses Observations, Proc. 23st Int. Cosm. Ray Conf. Calgary Canada, 1993

Raviart A., R. Ducros, P. Ferrando, C. Rastoin, B. Heber, H. Kunow, R. Müller-Mellin, H. Sierks, G. Wibberenz, and C. Paizis, Variations of the High-Energy Electron Flux along the Ulyssses Trajectory, Space Science Reviews, 72, 409-414, 1994.

Schardt A.W., F.B. McDonald and J.H. Trainor, Energetic Particles in the Predawn Magnetotail of Jupiter, J.G.R., 86, 8413-8428, 1981.

Schardt A.W., F.B. McDonald and J.H. Trainor, Jovian Modulation of Interplanetary Electrons as Observed with Voyagers 1 and 2, J.G.R., 88, 1989-2000, 1983.

Simpson J.A.: Discovery of Jovian Electrons, Eos. Trans, 55, 556 , 1974.

Simpson J.A., J.D. Anglin, A. Balogh, M. Bercovitch, J.M. Bourman, E.E. Budzinski, J.R. Burrows, R. Carvell, J. Connell, R. Ducros, P. Ferrando, J. Firth, M. Garcia-Munoz, J. Henrion, R.J. Hynds, B. Iwers, R. Jacquet, H. Kunow, G. Lentz, R.G. Marsden, R.B. McKibben, R. Müller-Mellin, D.E. Page, M. Perkins, A. Raviart, T.R. Sanderson, H. Sierks, L. Treguer, A.J. Tuzzolino, K.-P. Wenzel, G. Wibberenz, The Ulysses Cosmic Ray and Solar Particle Investigations, A.&A., Suppl. Series, 92, 365-399, 1992a.

Simpson J.A., J.D. Anglin, A. Balogh, J.R. Burrows, S.W.H. Cowley, P. Ferrando, B.Heber, R.J. Hynds, H. Kunow, R.G. Marsden, R.B. McKibben, R. Müller-Mellin, D.E. Page, A. Raviart, T.R. Sanderson, K.Staines, K.-P. Wenzel, M.D. Wilson, M. Zhang.: Energetic Charged-Particle Phenomena in the Jovian Magnetosphere: First results from the Ulysses COSPIN Collaboration, Science, 1543-1550, 1992b.

Simpson J.A., D.A. Smith, M. Zhang and A. Balogh: Jovian Electron Propagation in Three Dimensions of the Heliosphere: the Ulysses Investigations, J.G.R., 98, 21,129-21,144, 1993.

Smith E.J and J.H. Wolfe, Observations of Interaction Regions and Corotating Shocks between 1 and 5 AU: Pioneers 10 and 11, G.R.L., 3, 3, 137-140, 1976.

Smith E.J., B.T. Tsurutani, D.L. Chenette, T.F. Conlon and J.A. Simpson, Jovian Electron Bursts: Correlation with the Interplanetary Field Direction and Hydromagnetic Waves, J.G.R., 81, 65-72, 1976.

Smith E.J., M. Neugebauer, A. Balogh, S.J. Bame, G. Erdös, R.J. Forsyth, B.E. Goldstein, J.L. Phillips, and B.T. Tsurutsani, Disappearance of the Heliospheric Sector Structure at Ulysses, Geophys. Res. Letters, 20(21), 2327-2330, 1993.

Teegarden B.J., F.B. McDonald, J.H. Trainor, W.R. Webber and E.C. Roelof, Interplanetary MeV Electrons of Jovian Origin, J.G.R., 79, 3615-3622, 1974.

Valdés-Galicia J.F., Energetic Particle Transport Coefficients in the Heliosphere, Space Science Reviews, 62, 67-93, 1993.

Van Kampen, Stochastic Processes in Physics and Chemistry, North Holland, New York, 1992.

Wibberenz G., H. Kunow, R. Müller-Mellin, H. Sierks, B. Heber, M.-B. Kallenrode, A. Raviart, P. Ferrando and R. Ducros, Solar Energetic and Shock-accelerated Particles Observed between 1 and 4 AU by the Kiel Electron Telescope (KET) onboard Ulysses, G.R.L., 19, 1279-1282, 1992.

FIGURE CAPTIONS

FIGURE 1: The Ulysses journey

The Ulysses trajectory is plotted in heavy line during the time interval when Jovian electrons are detected.

In the chosen reference frame, the Sun and Jupiter are fixed. Both projections in the Jovian orbital plane (left) and in the plane perpendicular to the former and containing Jupiter (right) are shown. Three Parker spirals are plotted using the following three solar wind velocities, corresponding resp. to about the lowest, mean and highest interplanetary velocities observed at Ulysses during this period: 350, 475 and 650 km/s.

FIGURE 2: Jovian electron flux, model and data

In the top panel are displayed the low-energy electron channel counting rates, as observed by KET and as predicted by our model for three sets of diffusion coefficients (see text). The modelled counting rate assumes a background level of 2. 10-3 c/s. Above the top axis of the figure, the distance between Ulysses and Jupiter as well as the heliographic latitude are indicated. In the bottom panel, the low-energy proton channel gives information on the occurrence of interplanetary shocks and solar events.

FIGURE 3: The problem geometry: the coordinate system (X, Y, Z) for the model flux computation. (see text in section 4.3)

FIGURE 4: The time profiles of the X, Y, Z-coordinates for Ulysses.

Jupiter is always between the inner part (1) and the outer part (2) of the Parker spiral arm. Both sets of distances (X1, Y1, Z1) and (X2, Y2, Z2) are computed, and are shown here in the panels denoted resp with "1" and "2". Then both deduced Jovian electron fluxes F1 and F2 are compared. The highest flux is considered as the modeled Jovian electron flux. The corresponding set of distances are plotted in solid lines.

FIGURE 5: Modelled flux and Kz dependence

FIGURE 6: Modelled flux and solar wind dependence

In the top panels we show the solar wind velocity time profile used in the model: observed, showing sometimes the 26-day modulation (Fig 6) and analytically determined to show no 26-day variations (Fig 5).

In the bottom panels the resulting modeled flux is shown using three different values for the diffusion coefficient Kz, approximately defined as perpendicular to the mean field direction and to the ecliptic (see text for details and discussion)

FIGURE 7: Examples of the two types of Jovian electron flux increases: a "jet" (a) and a " Jovian event" (b). Time profiles of both events are displayed at their different characteristic time scales: days for the Jovian event, and hours for the Jet.

FIGURE 8: Characteristic times of the electron propagation

In the bottom panel the observed electron flux is displayed with the best-fit prediction flux (see text). In the top panel is shown the propagation rise time, Trise. In the panel below the corotation lag time is displayed, defined as the delay between the observation of a rotating field spiral at Ulysses and its passing through Jupiter.

FIGURE 9: The best-fit diffusion coefficients

9a. The LSF (least-square fit) parameter value function of the parallel diffusion coefficient $K_{//}$. The major constraint is $K_{//} > 5\ 10^{22}\ cm^2/s$.

9b. Isocontours of the LSF function ($K_\perp$, K_Z) assuming a fixed $K_{//}=18\ 10^{22}\ cm^2/s$. The minimum shown at the center of the figure corresponds to $K_\perp = 8\ 10^{20}\ cm^2/s$ and $K_Z = 1.7\ 10^{20}\ cm^2/s$.

9c. Isocontours of the LSF function ($K_\perp$, $K_{//}$) without any assumption on K_Z.

In a large range of the coefficients values, the relation $K_\perp/K_{//}=0.5$ % is verified.

FIGURE 10: the adiabatic deceleration effect

In the medium panel are shown the computed rates of Jovian electrons using a model including the adiabatic deceleration (filled line) or not (dashed line). On the top panel the Ulysses-Jupiter distance is represented. In the bottom panel the relative difference between the two previously mentioned rates is plotted. The farther Ulysses is from Jupiter, the more important is the adiabatic deceleration effect as long as the Jovian electron flux dominates from the background flux, $2.\ 10^{-3}$ c/s.

FIGURE 11: Jovian electrons and magnetic sector polarity.

Time profiles of the modeled Jovian electron flux are displayed. The three curves correspond to the three different sets of diffusion coefficients reported in Table 3. For each Jovian event, the observed flux is plotted with a symbol depending on the magnetic sector polarity in which Ulysses was immersed (empty squares= polarity +, cross= polarity -; crossed squares= ambiguous).

FIGURE 12 Individual events

Jovian electron flux increases are visible in the bottom panel, with the curve of the model superimposed on each event. In Fig a, the slow increase requires the use of low perpendicular coefficients (2.5; 18; 1.7). In Fig b, the two different events are well accounted for when using the coefficients set (8; 18; 1.7-8). The low-level curve corresponds to the coefficients fitting the best the low-level envelope curve. In the three top panels are displayed the magnetic field magnitude, the 5.4-23 MeV proton flux and the magnetic sector polarity ("away"= positive).

FIGURE 13: Individual events

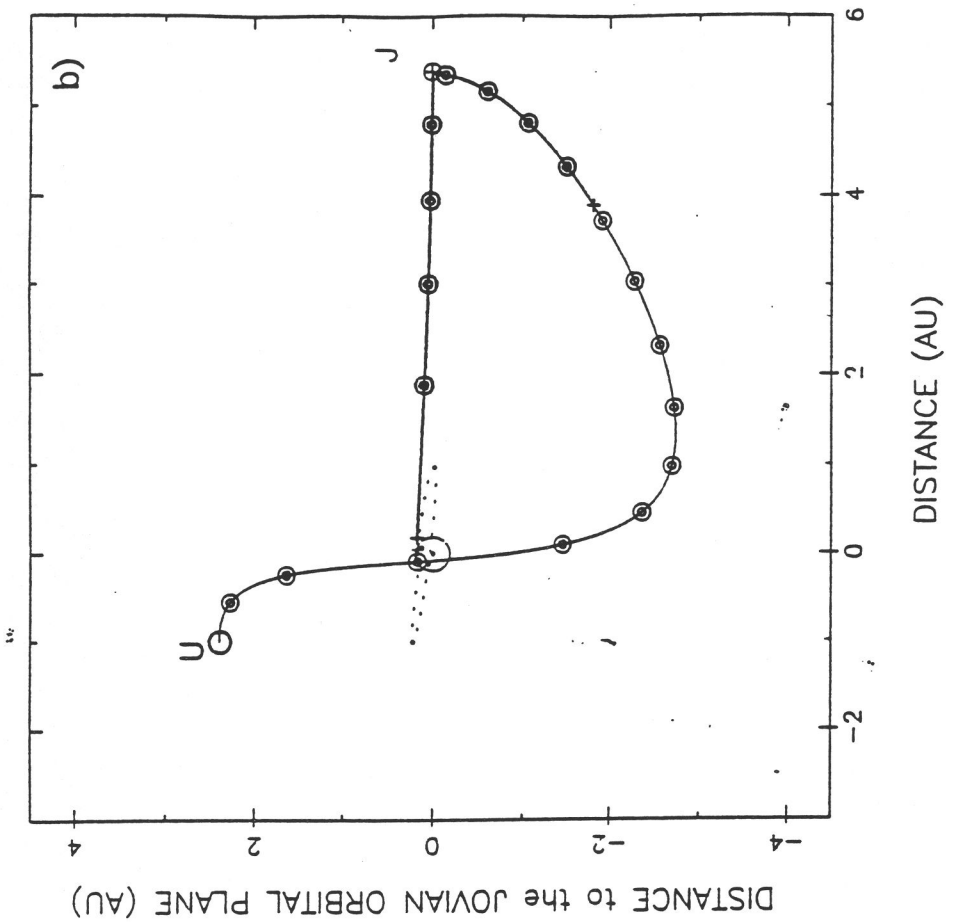
As on Fig. 12a,b, close-ups of the electron counting rate, the field magnitude, the proton flux and the sector polarity are displayed during Jovian event time intervals.

FIGURE 14: Jovian flux at less than 0.5 AU from the planet

The electron flux is displayed here with the superimposed model flux curves using the three coefficients sets reported in Table 3. The flux level is highly variable but remains in the flux range predicted by the model.

FIGURE 15: JOVIAN ELECTRON EVENTS, and solar wind velocity modulation

The low-energy electron channel counting rates are plotted, as observed by KET and as predicted by our model for the set of diffusion coefficients (8 10^{20} cm^2/s; 18 10^{22} cm^2/s; 8 10^{20} cm^2/s). The modeled counting rate assumes a background level of 2. 10-3 c/s.


b)
J
U
DISTANCE (AU)
DISTANCE to the JOVIAN ORBITAL PLANE (AU)

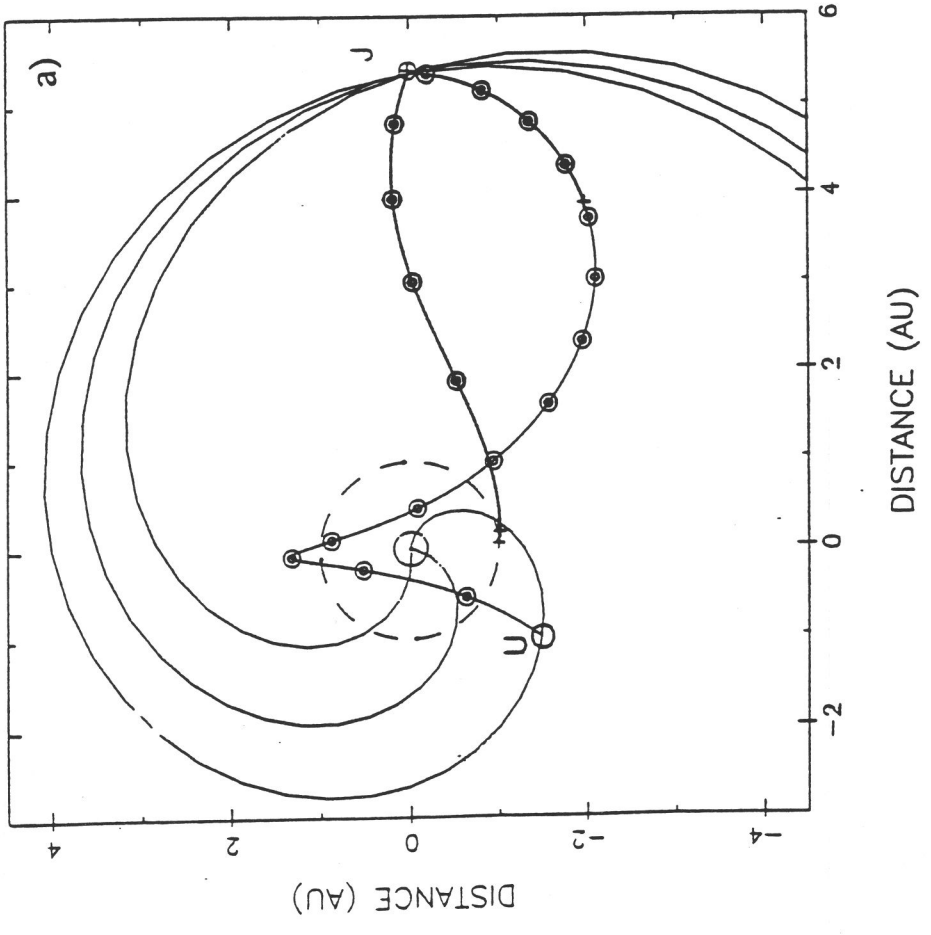

a)
J
U
DISTANCE (AU)
DISTANCE (AU)

FIGURE 1

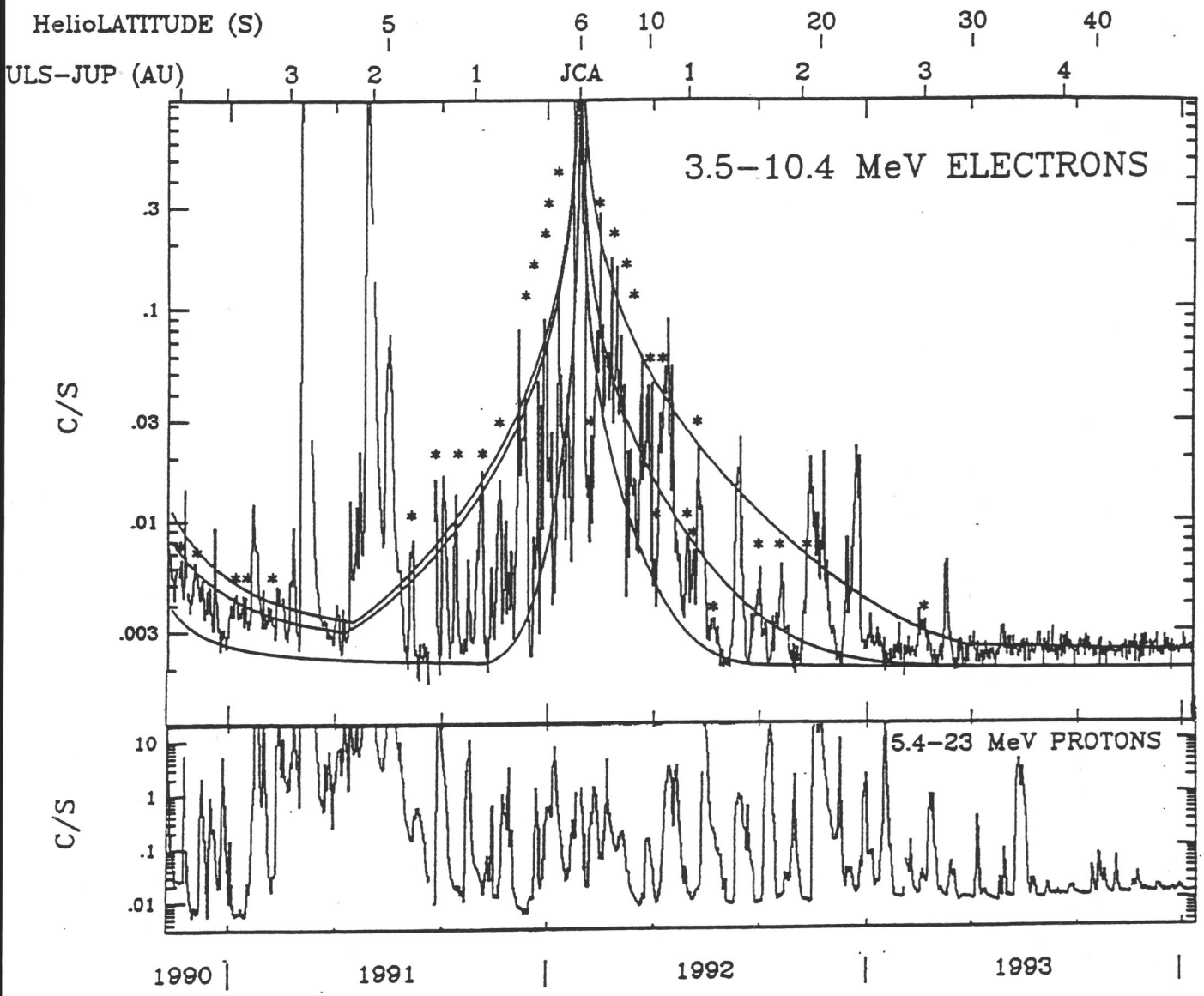
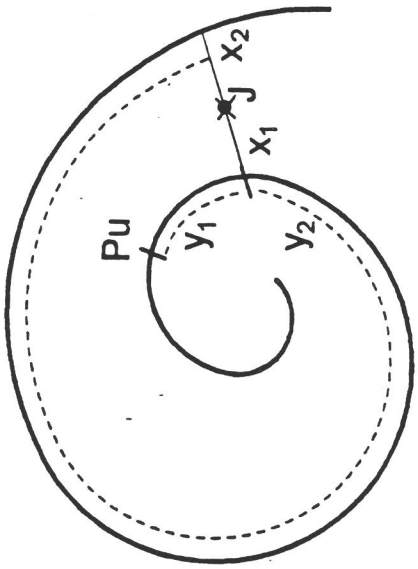
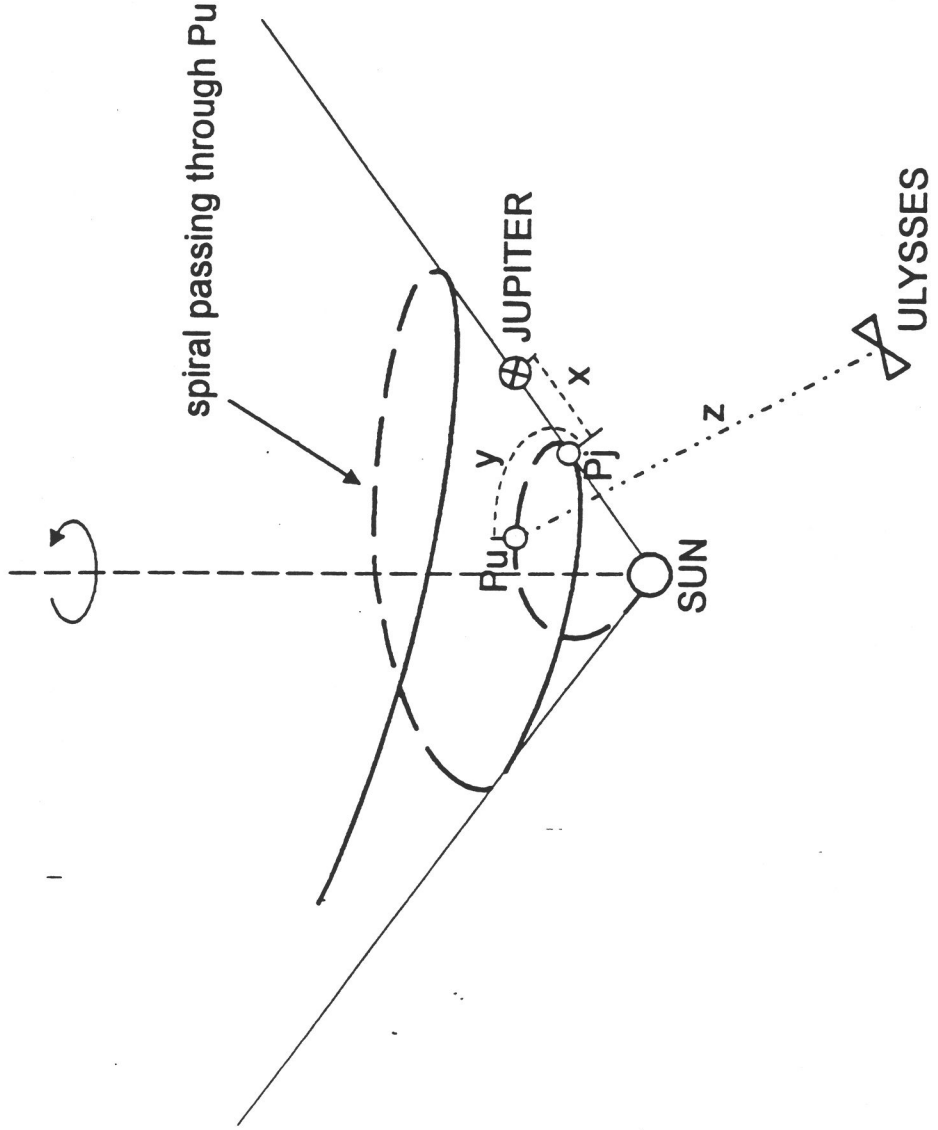

HelioLATITUDE (S)
5
6
10
20
30
40
ULS-JUP (AU)
3
2
1
JCA
1
2
3
4
3.5-10.4 MeV ELECTRONS
C/S
.3
.1
.03
.01
.003
5.4-23 MeV PROTONS
C/S
10
1
.1
.01
1990
1991
1992
1993

FIGURE 2





Pu = projection of Ulysses onto the Jovian cone
z = distance (ULS, Pu)
x = distance (Jupiter, spiral) = distance (Jup, Pj)
y = distance (Pu, Pj) along the spiral.

FIGURE 3

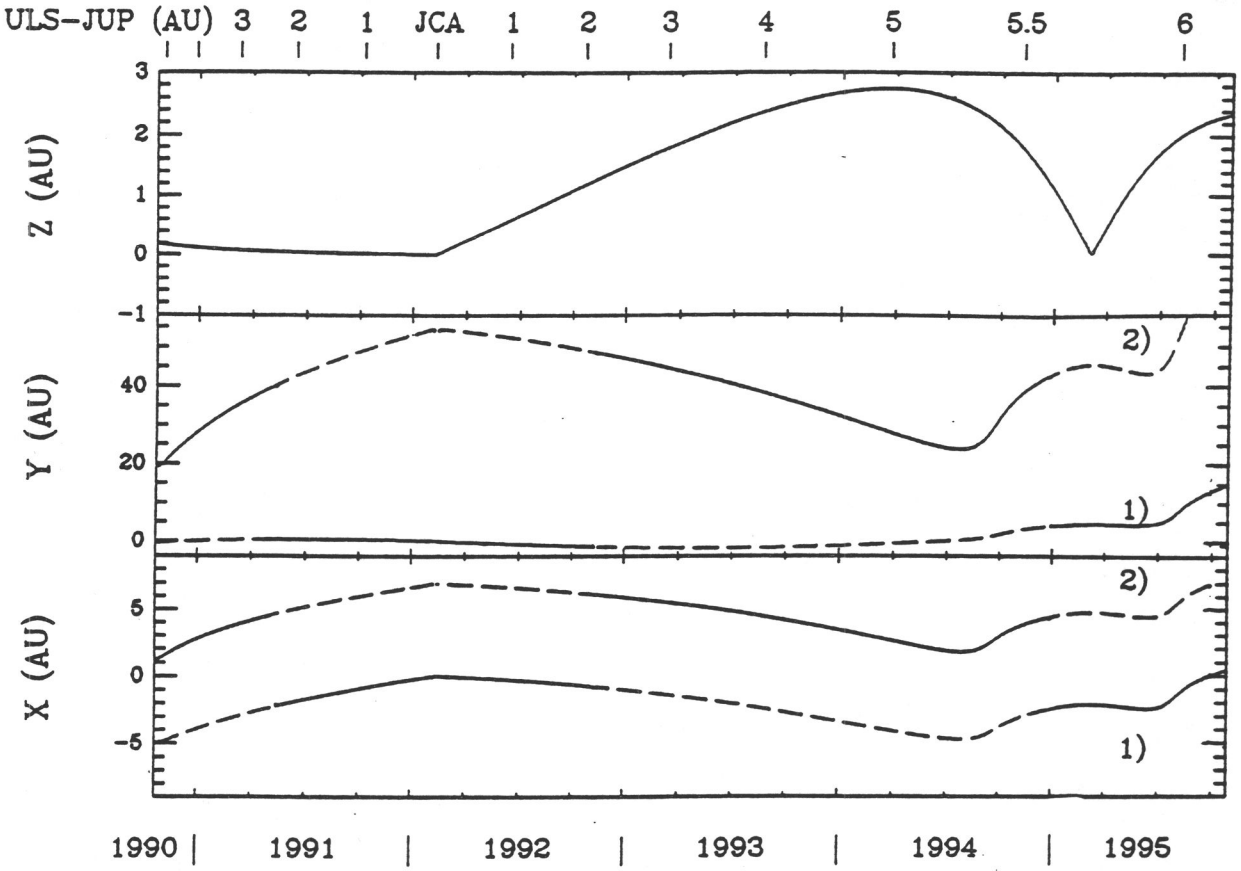

ULS-JUP (AU) 3 2 1 JCA 1 2 3 4 5 5.5 6
Z (AU)
Y (AU)
X (AU)
2)
1)
2)
1)
1990 | 1991 | 1992 | 1993 | 1994 | 1995

FIGURE 4

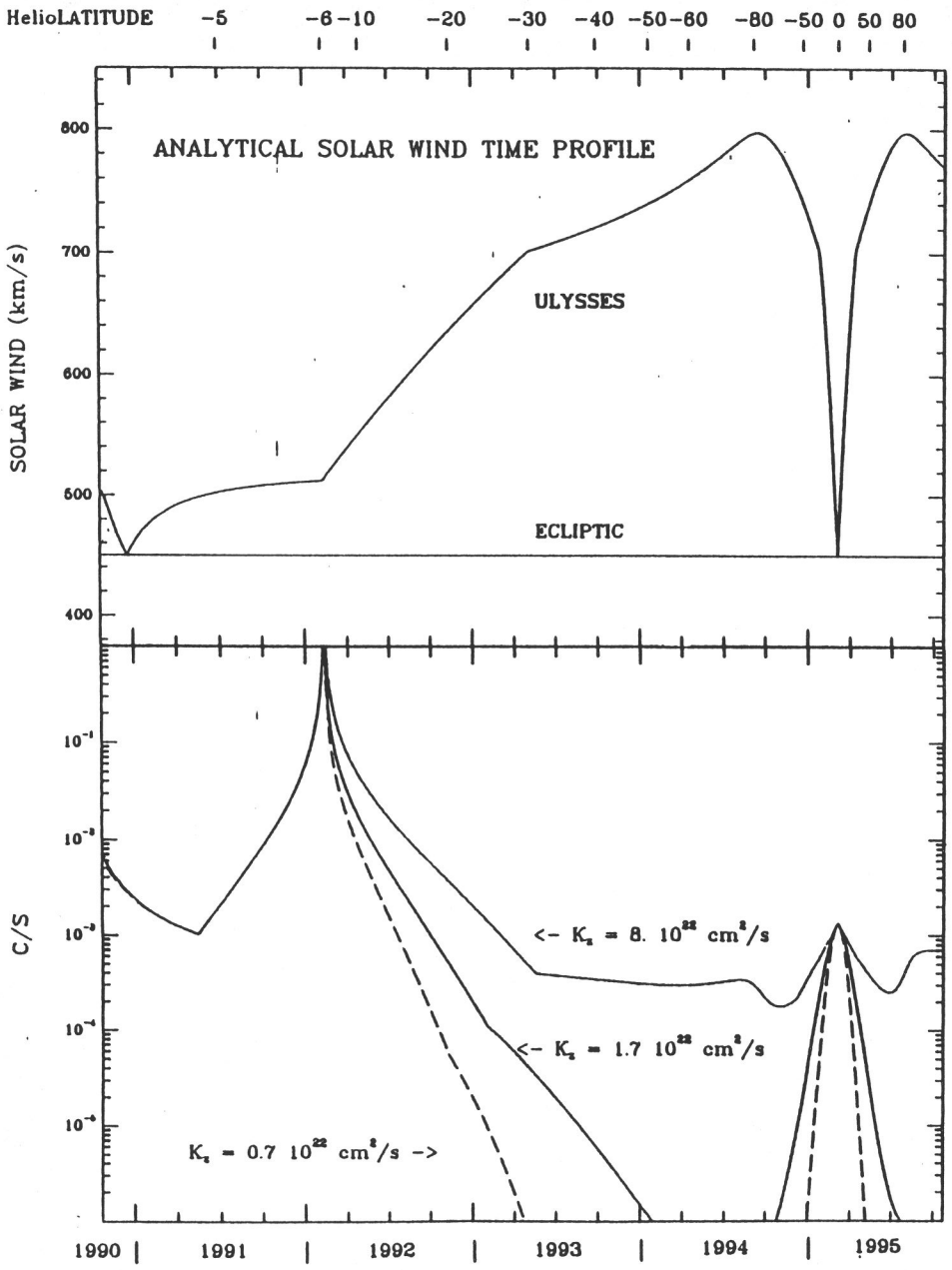


FIGURE 5 a b

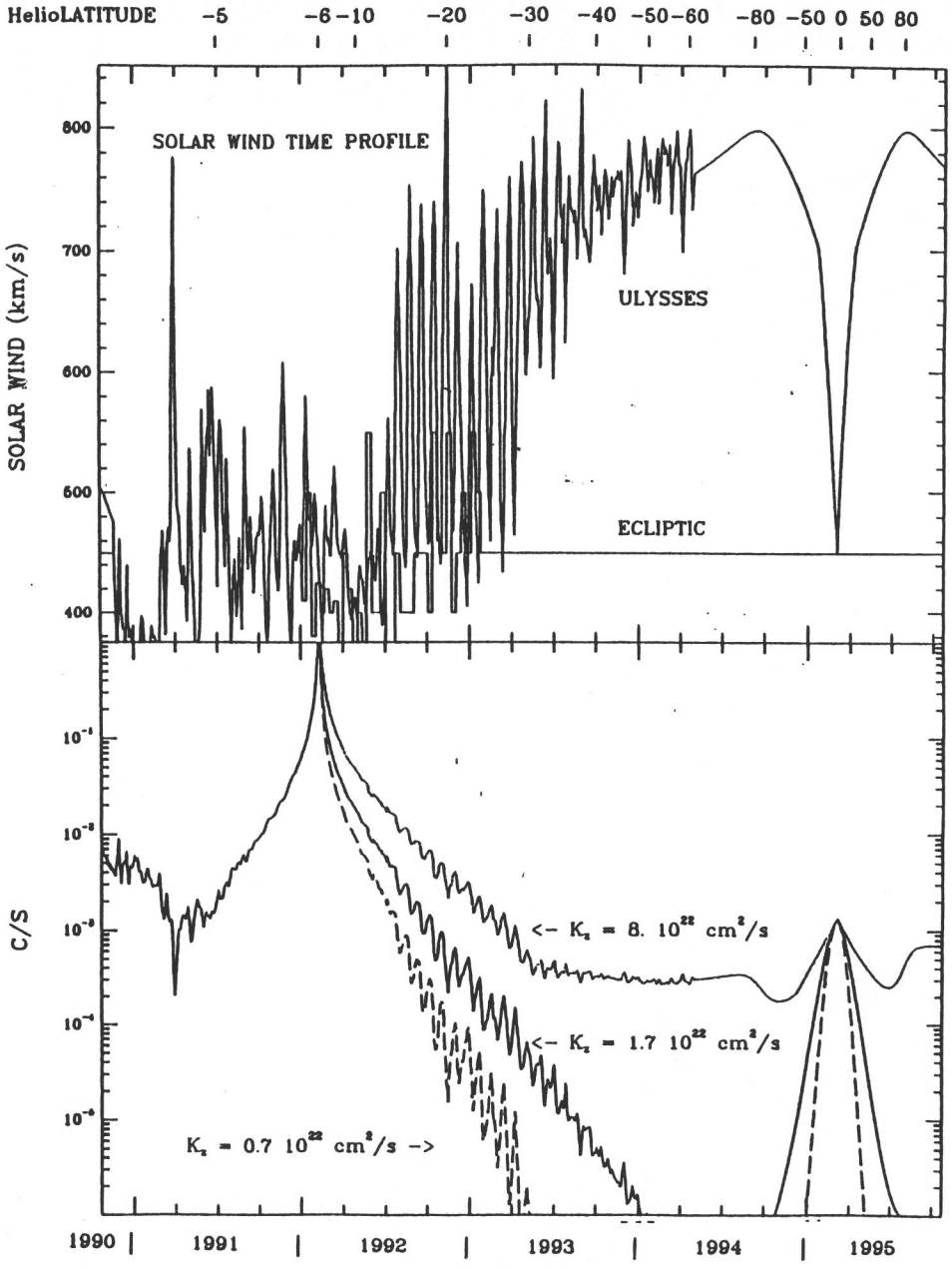


FIGURE 6 a b

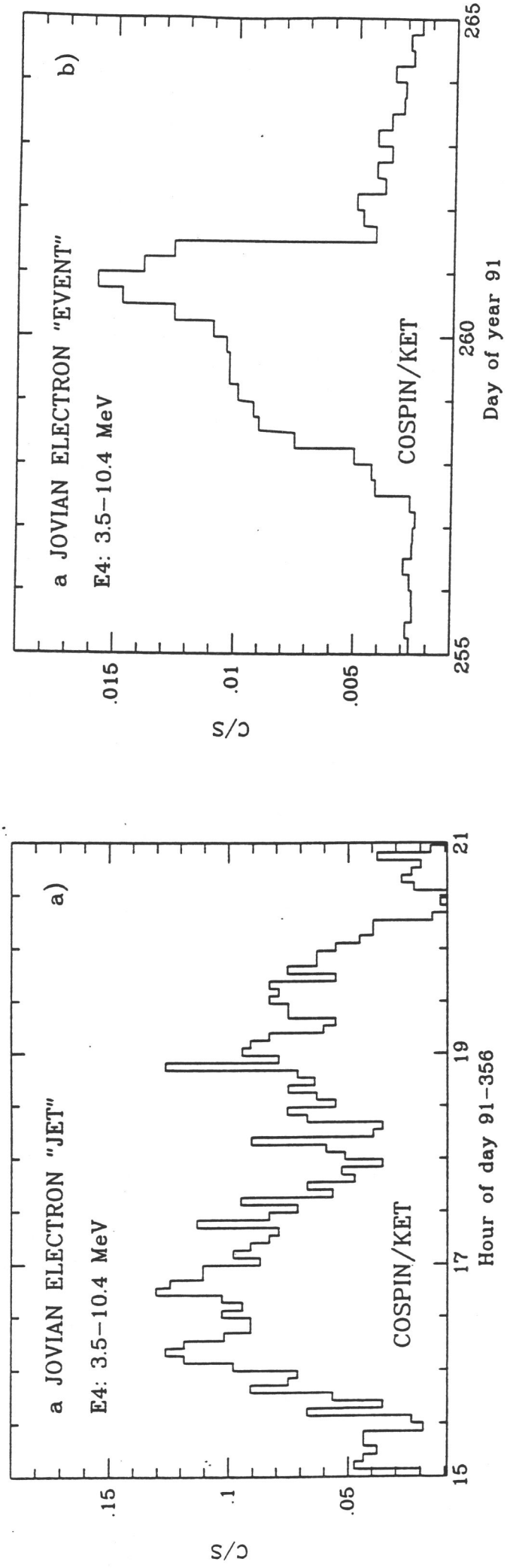

a)
a JOVIAN ELECTRON "JET"
E4: 3.5–10.4 MeV
COSPIN/KET
c/s
.15
.1
.05
15
17
19
21
Hour of day 91–356
b)
a JOVIAN ELECTRON "EVENT"
E4: 3.5–10.4 MeV
COSPIN/KET
c/s
.015
.01
.005
255
260
265
Day of year 91

FIGURE 7

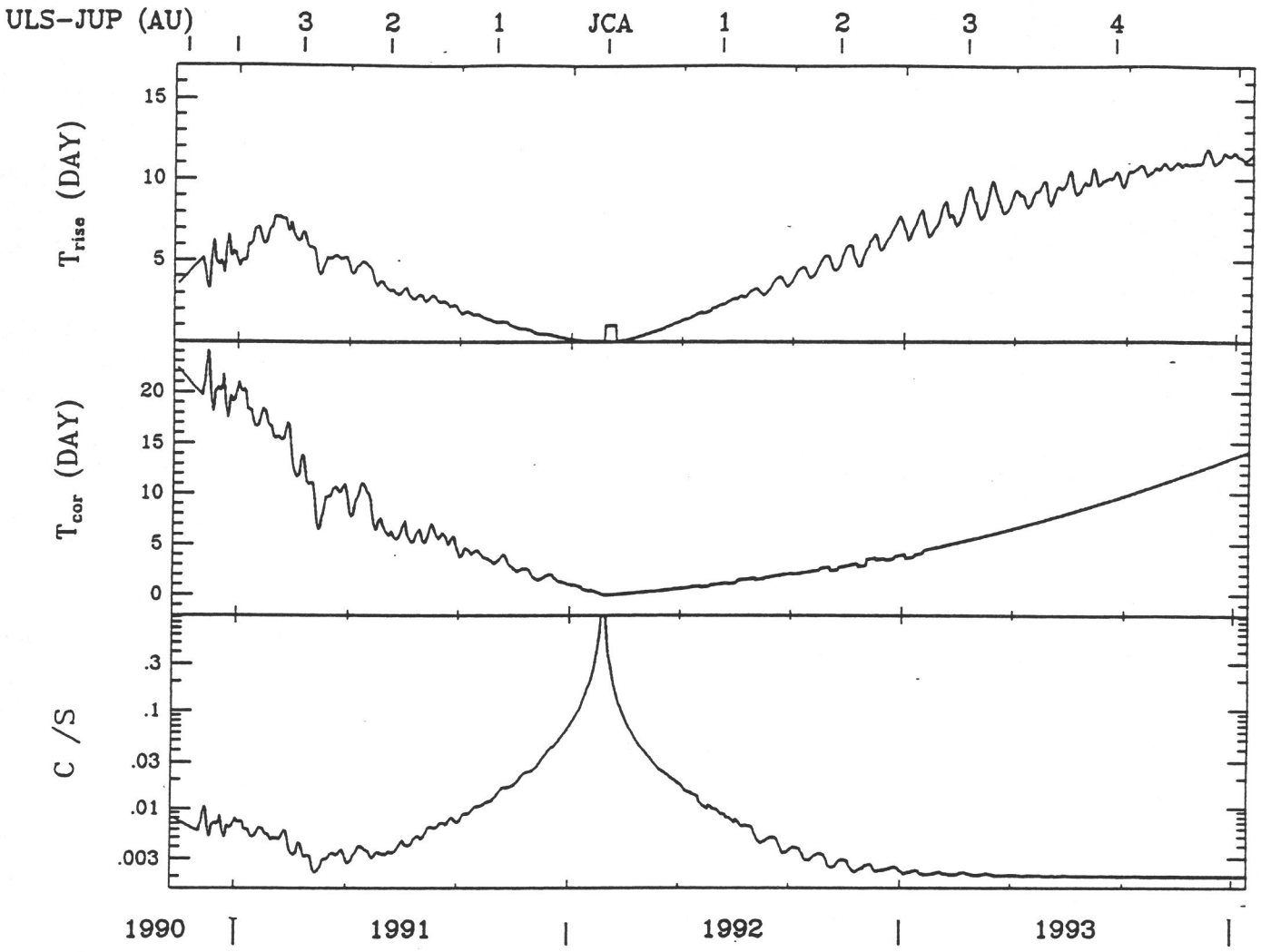
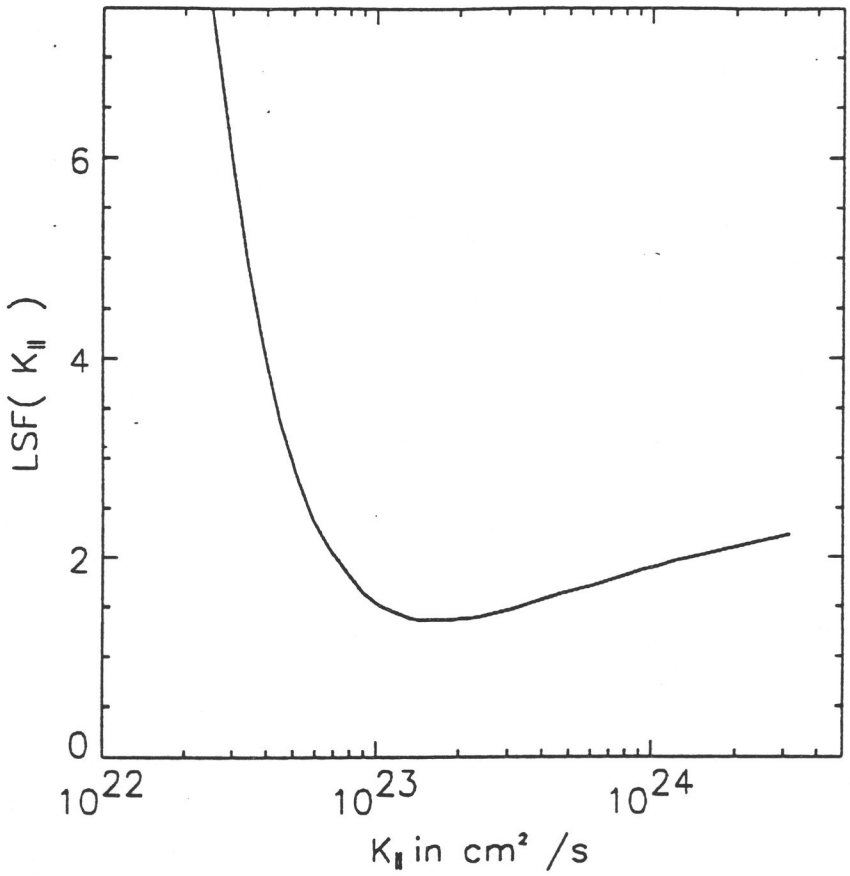

ULS-JUP (AU)
3
2
1
JCA
1
2
3
4
T_{rise} (DAY)
15
10
5
T_{cor} (DAY)
20
15
10
5
0
C /S
.3
.1
.03
.01
.003
1990
1991
1992
1993

FIGURE 8


LSF(K_{II})
0
2
4
6
10^{22}
10^{23}
10^{24}
K_{II} in cm² /s

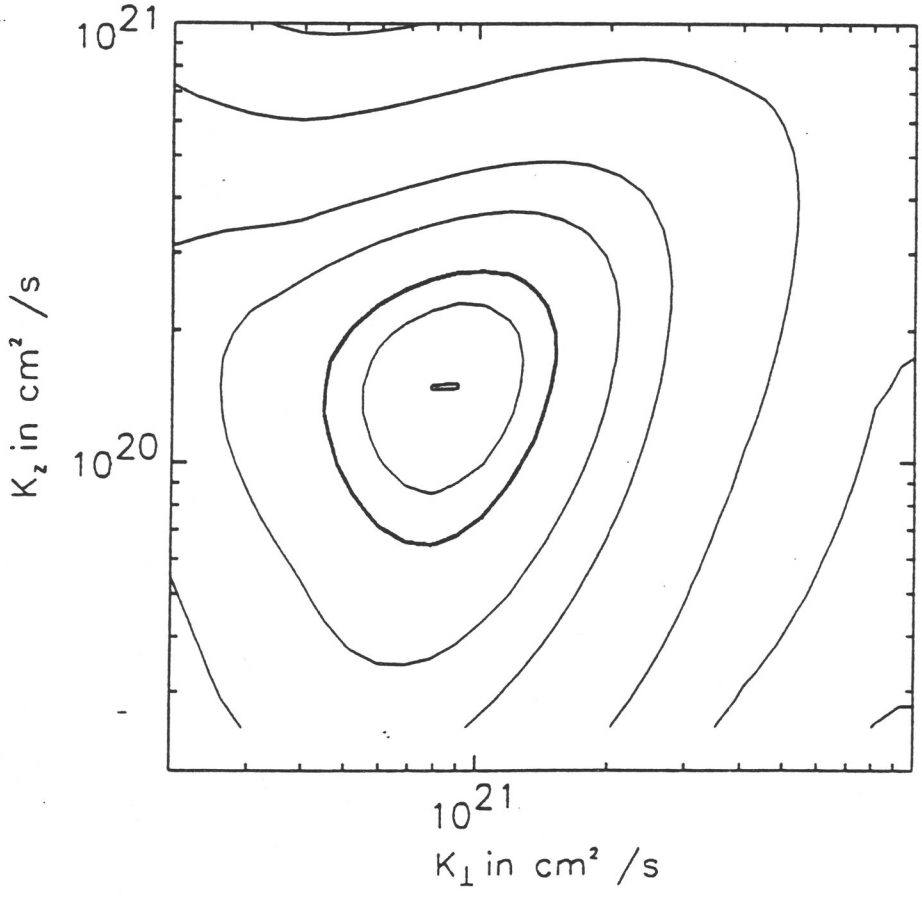

10^{21}
K_z in cm² /s
10^{20}
10^{21}
$K_\perp$ in cm² /s

FIGURE 9 a b

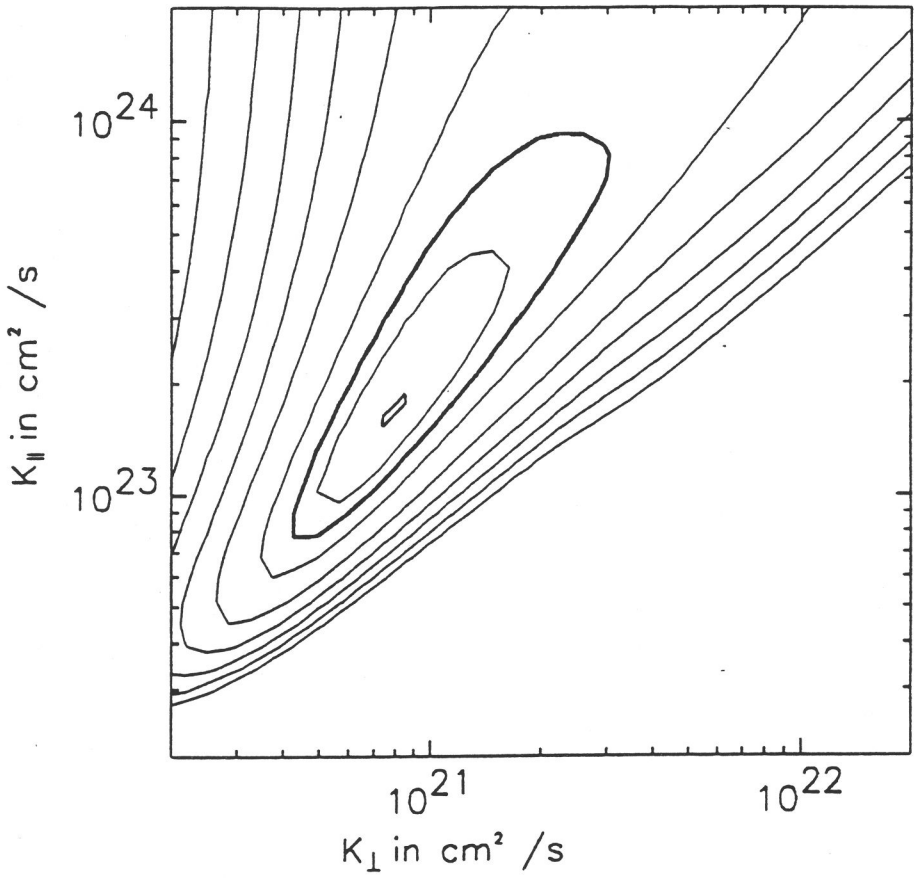


FIGURE 9c

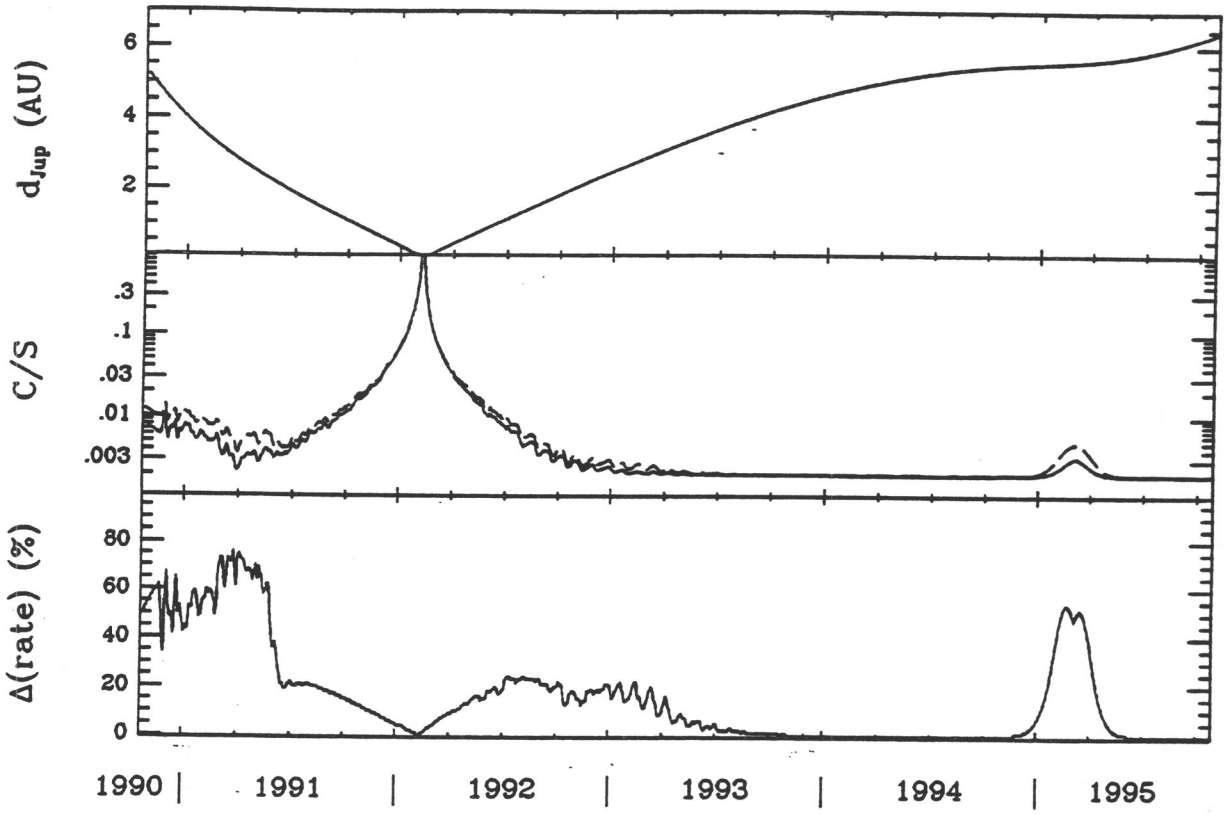

d_{jup} (AU)
6
4
2
C/S
.3
.1
.03
.01
.003
Δ(rate) (%)
80
60
40
20
0
1990
1991
1992
1993
1994
1995

FIGURE 10

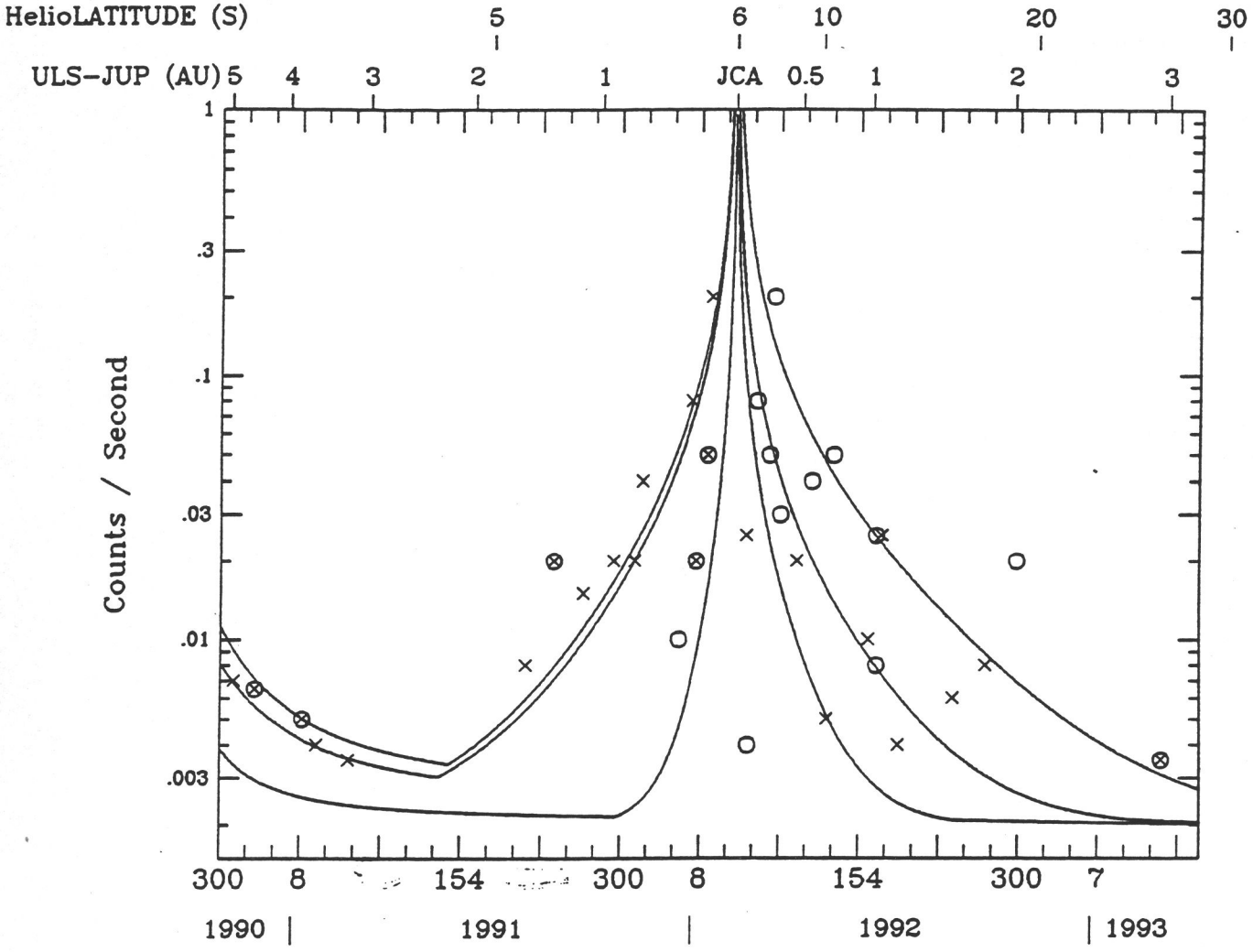
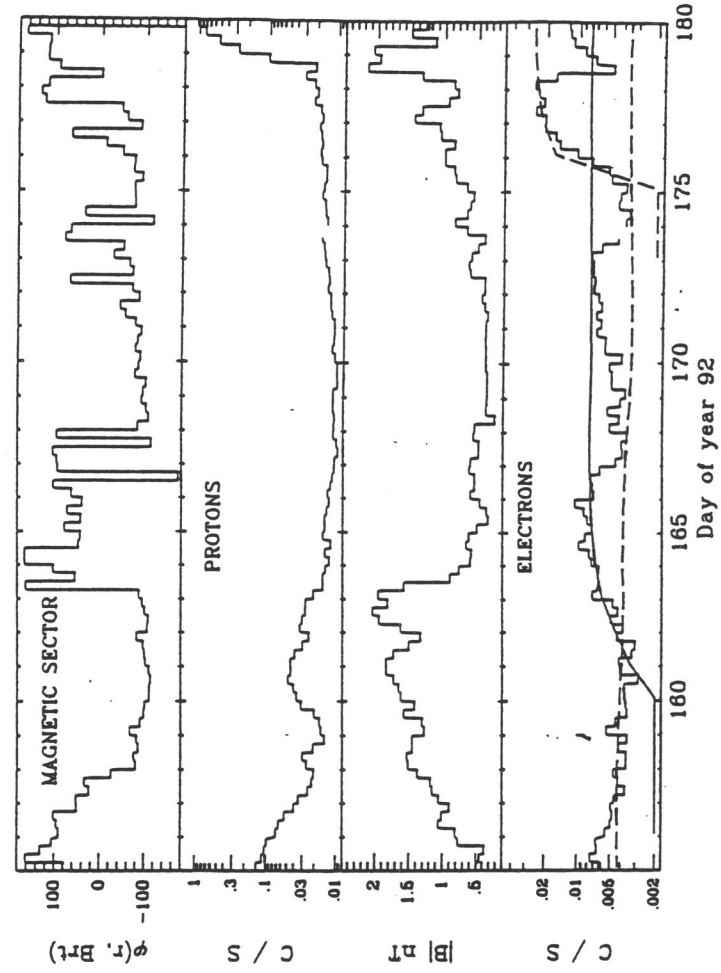

HelioLATITUDE (S)
5
6
10
20
30
ULS-JUP (AU) 5 4 3 2 1 JCA 0.5 1 2 3
Counts / Second
1
.3
.1
.03
.01
.003
300 8 154 300 8 154 300 7
1990 | 1991 | 1992 | 1993

FIGURE II


MAGNETIC SECTOR
PROTONS
ELECTRONS
φ(r, Brt)
C / S
|B| nT
C / S
Day of year 92
b)

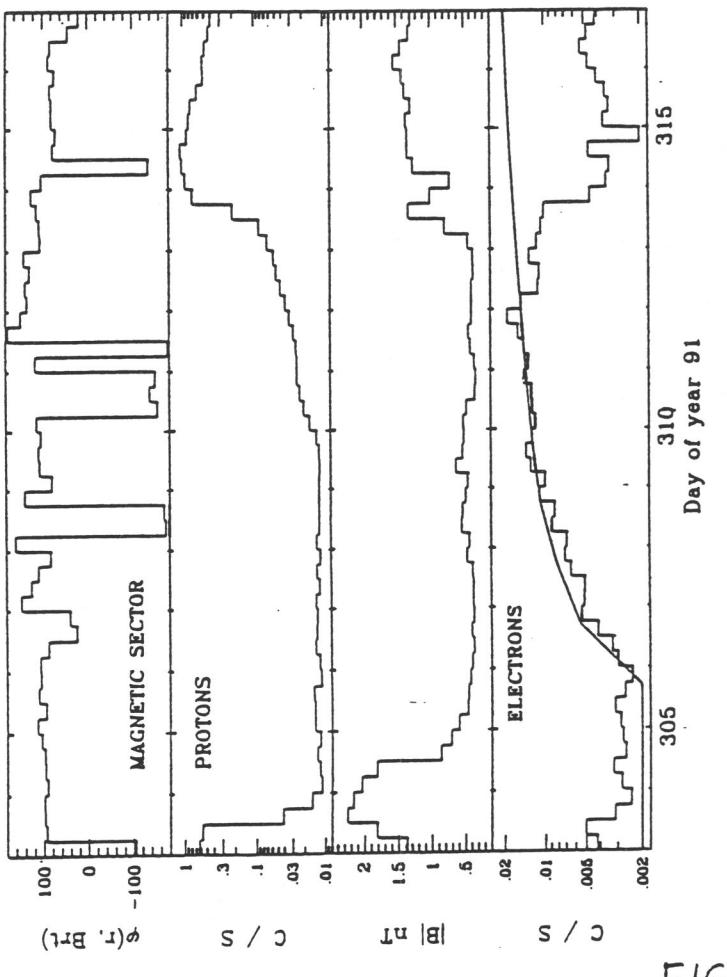
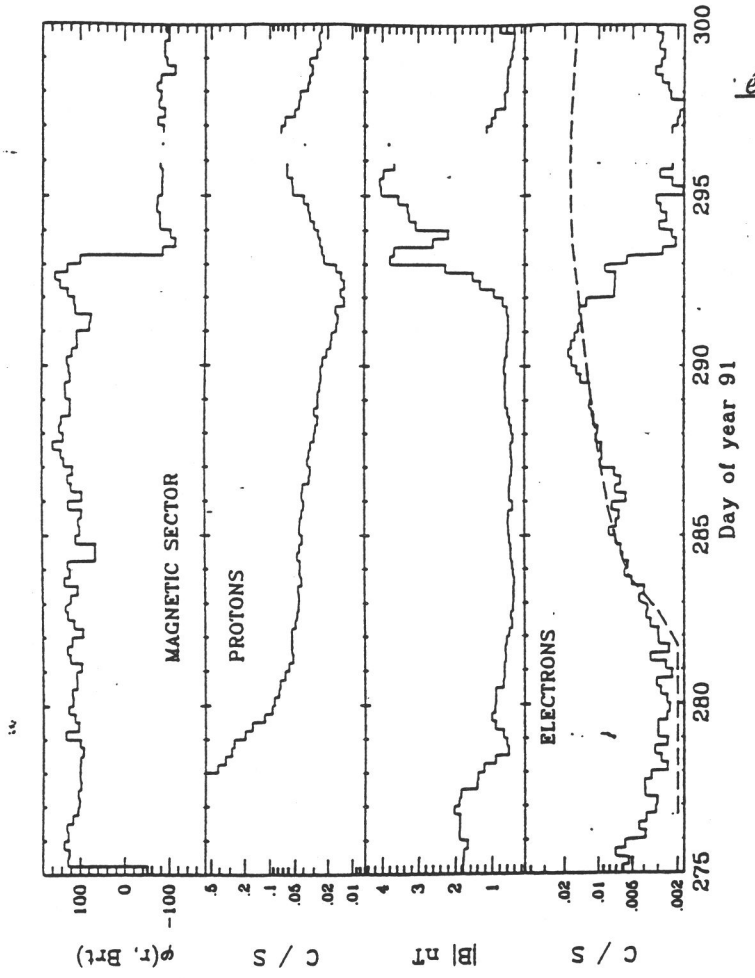
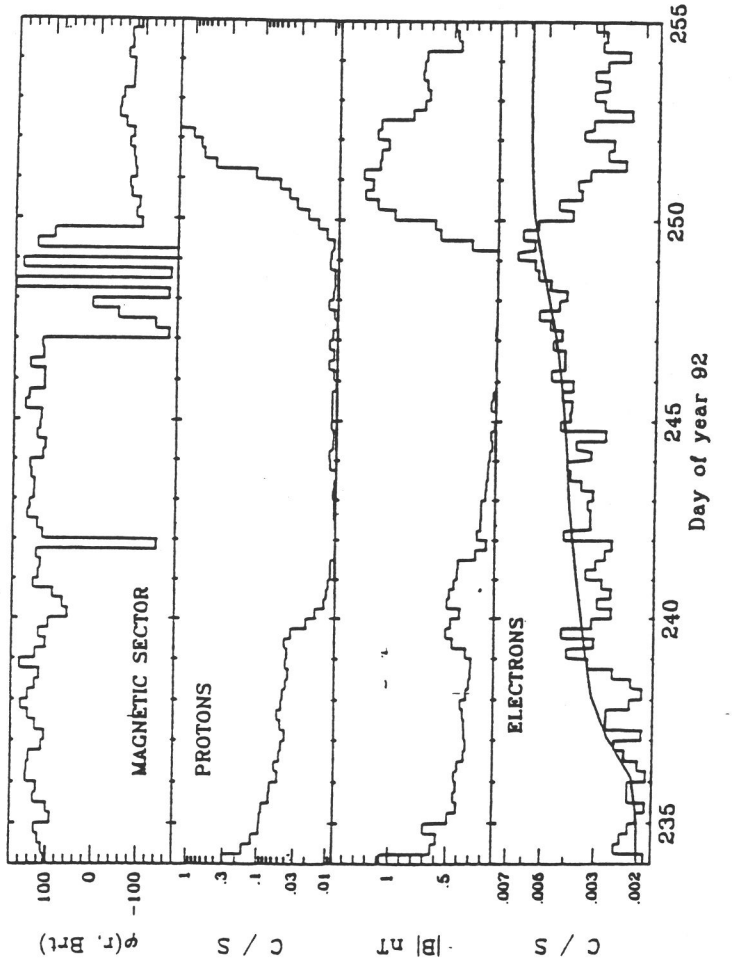

MAGNETIC SECTOR
PROTONS
ELECTRONS
φ(r, Brt)
C / S
|B| nT
C / S
Day of year 91
a)

FIGURE 12


MAGNETIC SECTOR
PROTONS
ELECTRONS
φ(r, Brt)
C / S
|B| nT
C / S
Day of year 91
275
280
285
290
295
300

b


MAGNETIC SECTOR
PROTONS
ELECTRONS
φ(r, Brt)
C / S
|B| nT
C / S
Day of year 92
235
240
245
250
255

a

FIGURE 13

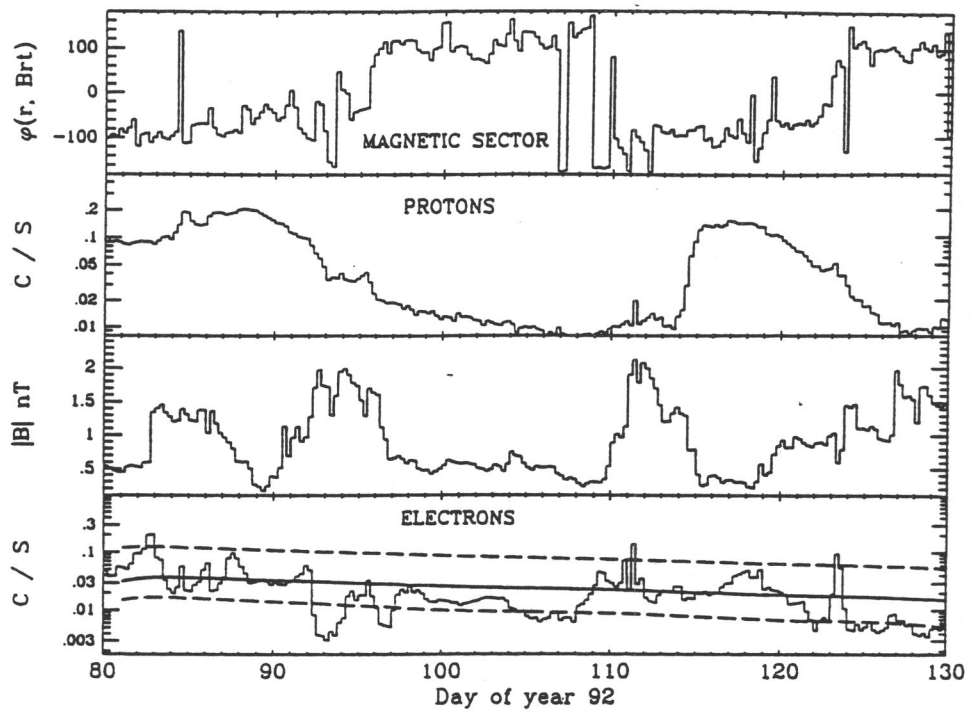

φ(r, Brt)
100
0
−100
MAGNETIC SECTOR
PROTONS
C / S
.2
.1
.05
.02
.01
|B| nT
2
1.5
1
.5
ELECTRONS
C / S
.3
.1
.03
.01
.003
80
90
100
110
120
130
Day of year 92

FIGURE 14

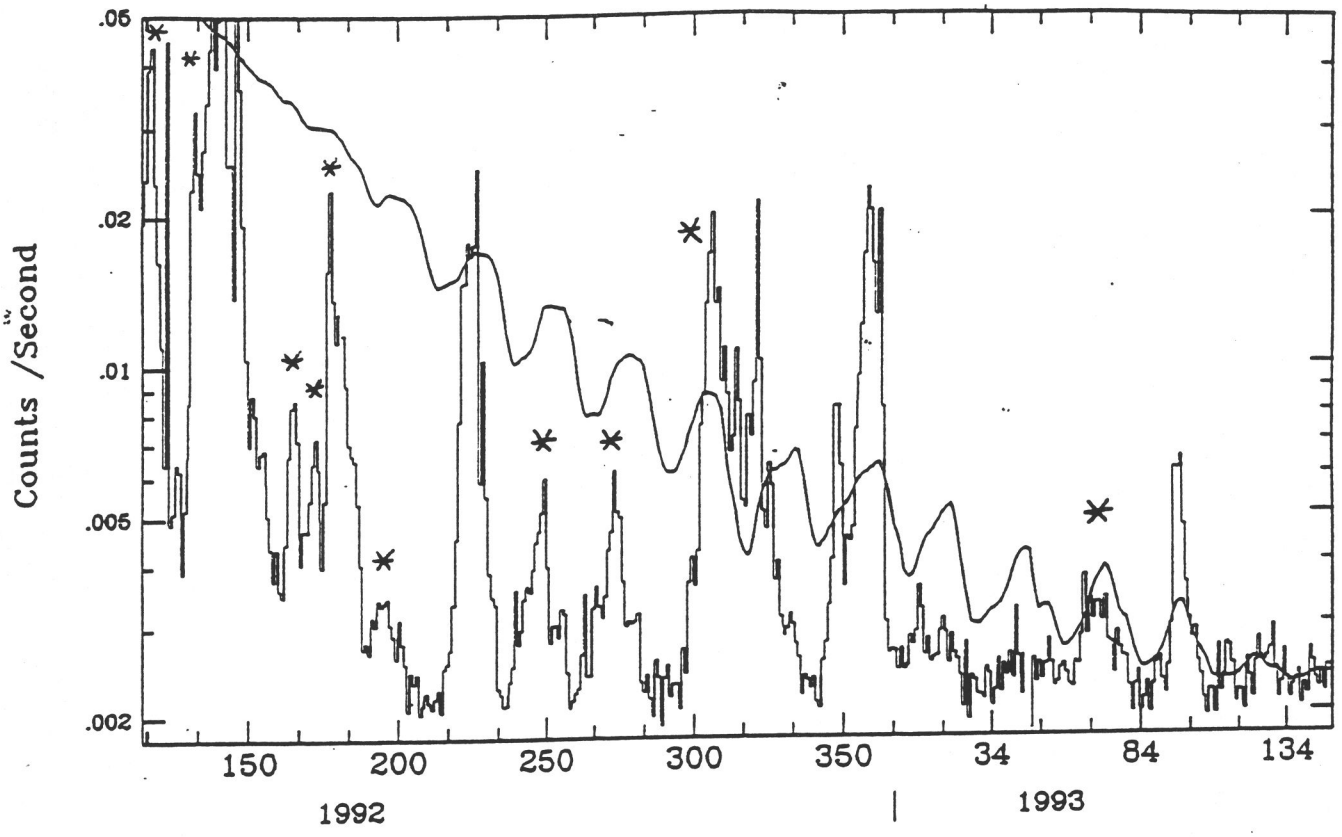

.05
.02
.01
.005
.002
Counts /Second
150
200
250
300
350
34
84
134
1992
1993

FIGURE 15

Table 1: KET Electron Channels of the KET Experiment

channel	Coincidences	Energies MeV	Gmax cm2.sr	E(Gmax) MeV
E4	D1.C1.D2. $\overline{C2}$. $\overline{S2}$ $\overline{A}$	3.5-10.4	0.33	5.7
E12	D1.C1.D2.C2. $\overline{S2}$ $\overline{A}$	7-107	0.69	20

Table 2: INDIVIDUAL JOVIAN EVENTS

For each Jovian event, the following parameters are reported: the approximate distance from Jupiter, and the rough estimate of the flux level; ΔTcor, computed by the model as $\Delta Tcor = \Delta R/Vs + \Delta F/\Omega s$, is the time a corotating field spiral takes to travel from Ulysses to Jupiter. Tdiff gives an insight into the delay of the stationary level establishment and is defined by Flux(Trise)= Flux(equilibrium)/2. Trise is computed for the coefficients triplet (8, 1800, 1.7) in 10^{20} cm^2/S. Both previous times are coefficients dependent. Φ is the azimuth of the magnetic field in heliographic coordinate system and sign(Bt)=+1, -1 indicates thus the polarity sectors respectively "away" and "towards" the Sun.

Column on the source strength
The source strength A has been computed with the one(s) of the three sets of diffusion coefficients reported in Table 3, which account(s) the best for the event time profile. A is written in units of A(Ki) also in the Table:
a) using 8 10^{20} cm^2/s, 18 10^{22} cm^2/s, 8 10^{20} cm^2/s;
b) using 8 10^{20} cm^2/s, 18 10^{22} cm^2/s, 1.7 10^{20} cm^2/s;
c) using 1.5 10^{20} cm^2/s, 18 10^{22} cm^2/s, 1.5 10^{20} cm^2/s;

Event stop:
d) coincident with a sector change: the sign gives the magnetic sector after the event;
e) coincident with a shock (CIR, or transient seen in proton flux-P-, or in magnetic field-B-, sometimes classified as reverse or forward-F-). Coronal mass ejecta (CME) are also quoted.

Table 2: INDIVIDUAL JOVIAN EVENTS

Quiet Period	Time period		dist	flux	A/ A(Ki)			Tcor	Tdiff	Tdiff	Sector	Stop	
start. day	start. day	end. day	AU	c/s	a)	b)	c)	day	c)	b)		d)	e)
90300	90304-	312	5.0	7.0 10-3	1.3	0.9		22	-	2.37	- 1	+ 1	
90320	90323-	331	4.6	6.5 10-3	1.6	1.1		20	-	3.75	+ 1 / - 1		CIR
90363	91005-	010	3.8	5.0 10-3	2.0	1.2		20	-	3.6	+ 1 / - 1		
91015		023	3.6	4.0 10-3	1.0	0.9		16	-	5.1	- 1	+ 1	P
91044		052	3.3	3.5 10-3	1.0	1.0		15	-	6.5	- 1		P
91201	91207-	212	1.5	8.0 10-3	1.7	1.6		5.5	-	2.5	- 1	+ 1	F, CIR
91228	91236	238	1.3	2.0 10-2	3.0	3.0		5.5	-	2.1	var		F, CIR
91253	91257-	265	1.2	1.5 10-2	1.1	1.7		4.0	-	1.6	- 1	+ 1	F, CIR, CME
91278	91282-	293	0.9	2.0 10-2		1.6	12	3.5	2.5	1.12	- 1	+ 1	F
91303	91306-	313	0.7	2.0 10-2		1.2	10	2.5	1.6	0.8	- 1		F
91327	91328-	343	0.5	4.0 10-2		1.1	4.0	1.9	1.1	0.4	- 1	+ 1	F, CIR
91350	91350-	353	0.4	1.0 10-2		0.3	1.0	1.4	1.0	0.2	+ 1		CIR
91360	91361-	365	0.3	8.0 10-2	1.5	1.2			0.1		- 1		P, CME
92001	92001-	005	0.2	2.0 10-2		0.3	2.0	1.1	0.7	0.08	- 1 / + 1		F, CIR
92010	92011-	018	0.15	5.0 10-2		0.6	1.2		0.2		+ 1 / - 1		F
	92016-	017		2.0 10-1	1.8	1.6		0.4	0.2	0.04	- 1		
JOVIAN ENCOUNTER													
92052	92052-	055	0.1	4.0 10-3							+ 1	- 1	
92060	-	064	0.2	8.0 10-2		0.8		0.1	-	0.7	+ 1		F, CIR
92071	-	081	0.2	5.0 10-2		1.0					+ 1		F
92082	-	095	0.3	3.0 10-2		1.0					+ 1	- 1	R
92097	-	104	0.5	2.0 10-2		1.0	0.8	0.4	-	1.0	- 1		CME
92110	92115-	122	0.6	4.0 10-2		2.1		0.5	-	1.0	+ 1	- 1	
92124	-	130	0.7	5.0 10-3		0.4	0.6	0.7	-	1.2	- 1	+ 1	CME
92132	-	137	0.8	5.0 10-2		3.2	4.4	0.8	-	1.5	+ 1		F
92162	92163-	166	1.	1.0 10-2		1.5		1.0	2.2	2.1	- 1	+ 1	
	92170-	173	1.	8.0 10-3		1.6				2.4	+ 1	var	
	92175-	177	1.1	2.5 10-2	3.0			1.1	0.9	2.5	var		F, P
92190	92190-	197	1.2	4.0 10-3		1.2	2.2	1.5	2.0	2.5	- 1		F
92234	92240-	249	1.6	6.0 10-3		2.5		2.0	2.0	3.0	- 1	+ 1	P, CIR
92266	92270-	273	1.8	8.0 10-3		2.0		2.4	-	3.7	- 1	+ 1	F, CIR
92290	92299-	304	2.0	2.0 10-2		2.0		2.8	-	5.7	+ 1		P
93055	93065-	073	2.9	3.5 10-3	7.0			5.4	4.0	7.0	+ 1	- 1	F, CIR

Table 3 Diffusion Coefficients and varying propagation

flux level	$K_\perp$ 10^{20} cm^2/s	$K_{//}$ 10^{22} cm^2/s	K_Z 10^{20} cm^2/s	A 10^{26} el.MeV$^{1.5}$/s	LSF
average	$8._{+9}^{-3.5}$	$18_{+70}^{-11.5}$	1.7_{+1}^{-1}	$3.7_{+1.5}^{-0.7}$	1.36
maximum	$8._{+6}^{-4}$	26^{-9}	$8._{+2.3}^{-2.6}$	$11.2_{+1.}^{-1.1}$	1.7
minimum	$1.5_{+2}^{-0.5}$	15^{-8}	$1.5_{+1.7}^{-0.9}$	$0.9_{+0.2}^{-0.1}$	2.13

Table 4: Adiabatic Deceleration and Diffusion Coefficients

λ	$K_{//}$ 10^{22} cm^2/s	$K_\perp$ 10^{20} cm^2/s	K_Z 10^{20} cm^2/s	A 10^{26} el.MeV$^{1.5}$/s	LSF
0	$5.9^{-2}_{+7.6}$	$7.8^{-3.3}_{+5.7}$	$0.9^{-0.4}_{+0.6}$	$1.8^{-0.6}_{+0.5}$	0.64
λ_U	26^{-10}	$5.9^{-1.4}_{+5.5}$	$0.9^{-0.6}_{+0.8}$	$4.6^{-1.2}_{+0.7}$	1.08
$\langle\lambda\rangle$	$16^{-10.5}_{+70}$	$9.^{-4}_{+7}$	$1.1^{-0.4}_{+1}$	$3.6^{-0.7}_{+1.5}$	0.67

Table 5: Diffusion Coefficients: Our results and previous studies

Dsun	1 AU	<d>=3 AU	<d>=3 AU
Energy	0.1-10 MeV	0.1-10 MeV	3-10 MeV
Ref.	Palmer (1982)	from Palmer	this work
$K_{//}$	1.2-4.5 10^{22}		>5. 10^{22} fit:18.10^{22}
$K_{\perp}$	1. 10^{21}		1.7-8. 10^{20}
K_r	7.-26. 10^{21}	11-40.10^{21}	> 6.5 10^{21} fit: 22.10^{21}

VARIATIONS OF THE HIGH ENERGY ELECTRON FLUX ALONG THE ULYSSES TRAJECTORY

RAVIART A.[1], DUCROS R.[1], FERRANDO P.[1], RASTOIN C.[1], HEBER B.[2], KUNOW H.[2], MÜLLER-MELLIN R.[2], SIERKS H.[2], WIBBERENZ G.[2], and PAIZIS[3] C.

[1]*Service d'Astrophysique, C.E. Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France*
[2]*Institut für Kernphysik, University of Kiel, 2300 Kiel, Germany*
[3]*Instituto Fisica Cosmica del CNR, Universita di Milano, Italy*

Abstract. We describe for the first time the analysis of high energy electrons (above 240 MeV) from the COSPIN/KET experiment onboard Ulysses. The electron time profiles in four energy windows are presented from Oct. 90 to the end of March 94, up to a maximum heliographic latitude of 57 °S. The recovery rates we derived for the electrons are compared to the recovery rates of positively charged particles with the same rigidity.

1. Introduction

The understanding of the solar modulation process is one of the major aims of the Ulysses mission. The current solar modulation models, which include large scale drift effects in the heliosphere, predict major differences between electrons and protons because of their opposite charges. At the time of the symposium, Ulysses will be over 60° S of heliographic latitude, being in a good position for checking and constraining the modulation models.

We present for the first time the detailed data analysis of the highest electron energy channel of the KET experiment onboard Ulysses. Four energy windows, with average rigidities of about 1.1, 1.8, 2.3 and 5.0 GV were defined. In order to look for charge-dependent effects on the recovery of solar modulation, we compare solar rotation averaged time profiles of these four electron energy windows to those of positively charged particles with similar rigidities.

2. KET Data Analysis

A detailed description of the KET (Kiel Electron Telescope), including the definition of the coincidence channels, has been given in Kunow *et al.* (1991) and Simpson *et al.* (1992). The energy ranges for protons and alpha particles given in the above publications are valid for the spare model, which was initially selected for flight. Shortly before launch, the spare and flight models were exchanged. We have now completely analysed our calibration data for the KET model onboard Ulysses, and found differences in the energy ranges between flight and spare models, as detailed in Sect. 2.1. Sect 2.2 addresses the high energy electron analysis.

Space Science Reviews 72: 409–414.
© 1995 *Kluwer Academic Publishers. Printed in the Netherlands.*

318)

2.1. PROTON AND ALPHA ENERGY WINDOWS

We are interested here in the energy proton and alpha coincidence channels listed in the table below. The corresponding energy windows are determined by the thresholds of the Cerenkov detector C1, the calorimeter C2, and the penetration scintillator S2 (see Simpson *et al.*, 1992). These thresholds have been measured with KET in the flight configuration (detectors and electronics) during calibration runs of the instrument at CERN, SATURNE, and ALS accelerators. We give below the energy ranges for these channels, as derived from the calibration analysis of the flight model.

KET channel	particle	Emin MeV/n	Emax MeV/n	mean Energy MeV/n	mean Rigidity MV
P116	proton	125	250	190	630
P190	proton	250	2200	1100	1750
P4000	proton	> 2200		7400	8300
A190	alpha	250	2200	900	3100
A4000	alpha	> 2200		8200	18200

We have also indicated in this table the average energy and the average rigidity for each channel. They were numerically calculated assuming typical shapes of the interplanetary proton and alpha spectra (Webber and Golden, 1987; Potgieter and Burger, 1990; Seo et al., 1991; Webber, 1993). The exact interstellar shape and modulation level have a very minor effect on the P116 average energy and rigidity. On the contrary, they result in a non negligible uncertainty on these values for the other channels, estimated to be around ± 10 %.

2.2. THE ELECTRONIC COMPONENT

We present here the first analysis of the E300 channel, corresponding to electrons passing through all detectors of the KET instrument. The bidimensional analysis of the signal amplitudes in the calorimeter C2 and the penetration detector S2 allows : i) a rejection of protons triggering an E300 coincidence down to a negligible level compared to the electron counts, and ii) an energy evaluation.

Figure 1 shows the bidimensional C2-S2 distributions obtained during accelerator calibrations with

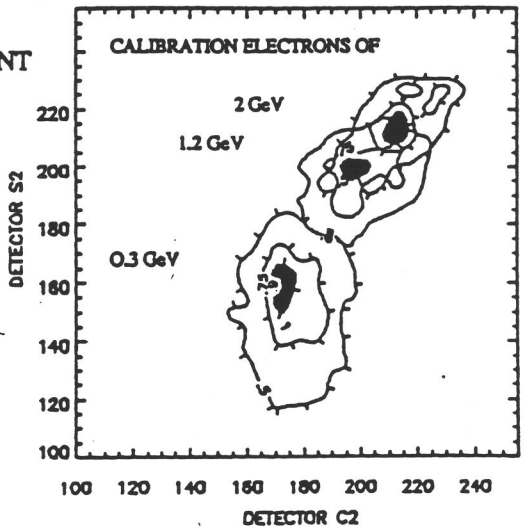


Fig 1: C2-S2 channel-number bidimensional distributions. Contour levels are plotted at 0.9, 0.75 and 0.5 of the maximum values.

300, 1200, and 2000 MeV electron beams. The poor C2 resolution and the S2 inhomogeneity prevent a direct measurement of the electron energy. However, Fig.1 indicates that it is possible to define reasonably well separated energy windows in the E300 channel.

We defined in C2-S2 four cuts (or "boxes") which were extensively characterized using calibration runs at ORME (7.5 to 150 MeV), BONN (50 to 1200 MeV) and DESY (200 to 5000 MeV) accelerators. The boxes are defined in such a way that they have reasonably large efficiencies with limited energy overlap. The relative efficiency of each box is derived from the accelerator runs, and combined to the Monte-Carlo (GEANT) calculated geometric factor of the E300 channel. This results in the energy-dependent geometric factors for each box, shown in Fig.2. The curves above 5 GeV are simple extrapolations of the calibration data. The FWHM limits of these curves are given in the following table.

KET E300-box	Emin MeV	Emax MeV	Rigidity MV
E300-1	240	1550	1100
E300-2	470	2960	1800
E300-3	880	4650	2300
E300-4	2420	52500	5000

As for protons, we derived the average rigidity for each box. The interplanetary electron spectrum we used gives a good fit to the box counting rates and is in full agreement with published electron spectra at high energy. The uncertainty on the average rigidities is estimated to be around ± 10 %.

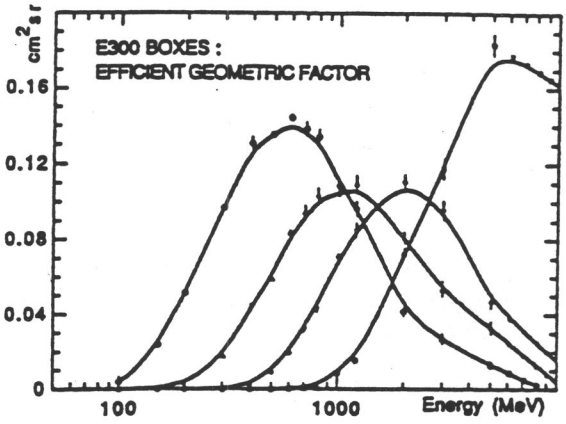


Fig 2: Energy-dependent geometric factors for the four electron boxes.

3. Observations

Figure 3 shows the time profiles of the 4 electron boxes counting rates, and of the P4000 channel, averaged over 104 days to minimise the CIR related effects observed at Ulysses, even at very high latitude (Kunow *et al.*, this conf.). Electrons, protons and alphas have similar time profiles. The counting rates increase from the beginning until the very large Forbush of mid 1991. This is followed by a regular increase up to the very beginning of 93, when hadron fluxes stay at a plateau value, or even decrease, during about 5 solar rotations (Heber *et al.*, this conf.). Although the statistics are poorer for electrons, this plateau is also visible in the electron channels. Then all particle fluxes increase again, with the appearance of a second plateau starting at the end of 93.

320)

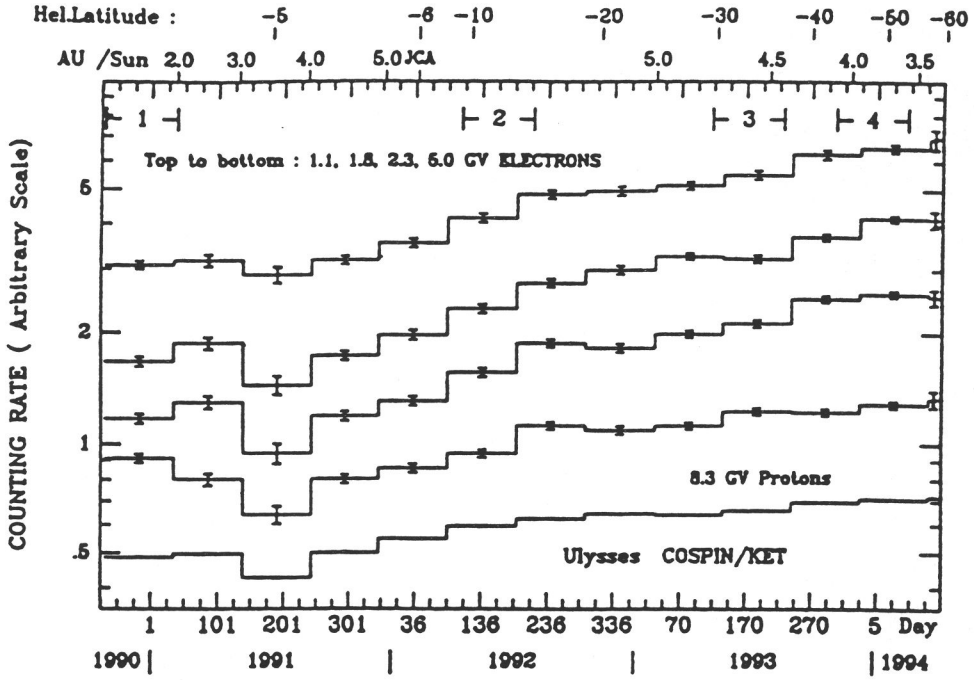


Fig 3: Time profiles of the four electron boxes and of the P4000 channel with 104-day averages. Periods of solar activity have been excluded.

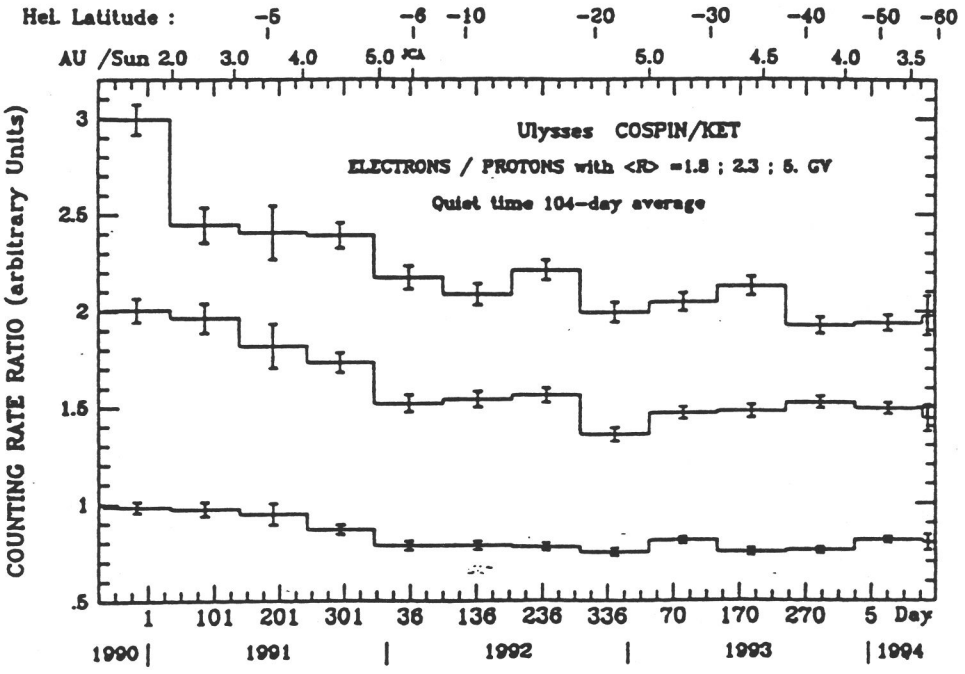


Fig 4: Time profiles of flux ratios of electrons with rigidities of 1.8, 2.3 and 5. GV (from top to bottom) to hadrons of the same rigidity. All channels are 104 day averaged. Ulysses distance from the Sun (in AU) and heliographic latitude are indicated above.

Figure 4 shows the counting rate ratios of electrons of 1.8, 2.3, and 5.0 GV to protons and alphas of corresponding rigidities. Hadron fluxes at 2.3 and 5.0 GV are computed by mixing channels P190, A190, and P4000. Fig. 4 gives evidence that the increase rate from launch to middle of 92 is much larger for protons and alphas than for electrons. Later, when Ulysses was above 20° of latitude, the protons, alphas and electrons at these rigidities have clearly the same rate of increase. There is thus no obvious effect of a charge dependence in this phase of the solar cycle. In particular, according to modulation models including drifts (Kota and Jokipii, 1983; Potgieter and Moraal, 1985), we should expect latitudinal gradients with opposite signs for electrons and positively charged particles. For this given cycle, and in an equilibrium case, this would result in electron/proton (alpha) ratios decreasing with increasing latitude. This is not observed. However, the heliosphere is not yet in equilibrium, the fluxes of cosmic rays are still rising, so that our observations do not invalidate the above predictions of the drift models. We note also that there is still no latitudinal gradient detected for protons at Ulysses (Heber *et al.*, this conf.).

Moreover, we defined four quiet time periods of 104 days each, as shown at the top of Fig.3, in order to investigate the rigidity dependence of the recovery rates.

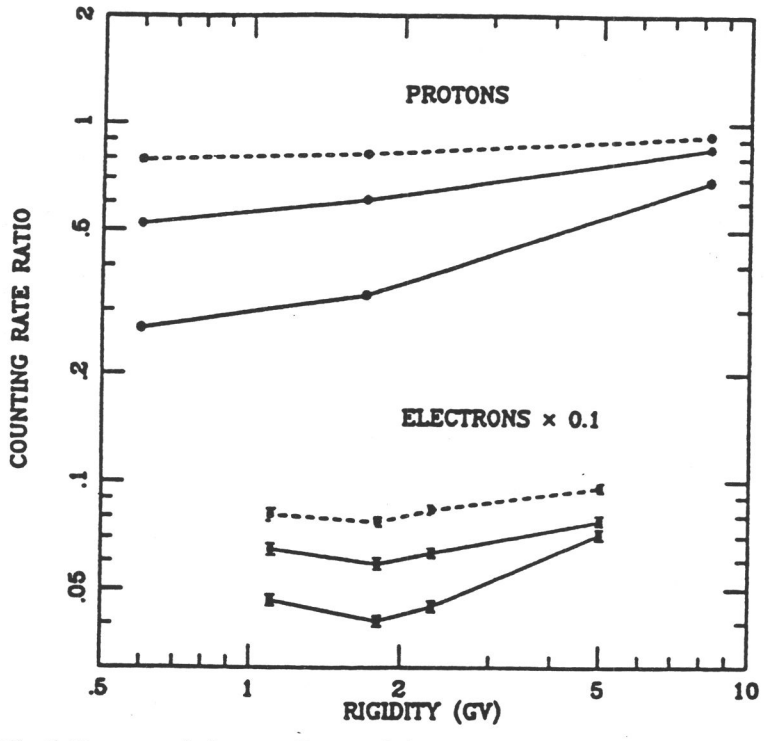


Fig 5: Proton and electron fluxes of time periods 1,2 and 3 relative to the flux of period 4 (see Fig. 3) versus the channel mean rigidity.

322)

The fluxes in periods 1, 2 and 3 are compared to the temporary maximum flux at Ulysses, defined to be period 4. Figure 5 represents the ratios of fluxes of the periods 1, 2, 3, to that of period 4 for all the channels considered. Protons show a rather smooth rigidity dependence for the modulation recovery. The three higher energy electron channels also follow a similar trend. However, the lower energy electron channel does show a much smaller rate of increase than the rate extrapolated from the higher rigidity points. Indeed, rate ratios at 1.1 GV are even larger that those found for the three periods at 1.8 GV. We have currently no explanation for this effect.

References

Heber B. *et al.* : 1994, 'High-Energy Cosmic-Ray Nuclei Results on Ulysses: 1. Mission overview', this conf.

Kota J. and J.R. Jokipii : 1983, 'Effects of Drift on the Transport of Cosmic-Rays. VI. A three-dimensional Model Including Diffusion', Ap. J. 265, 573.

Kunow H. *et al.* : 1991, 'The Kiel Electron Telescope onboard Ulysses', Proceedings of the 22nd Int. Cosmic Ray Conf., Dublin, 1, 372.

Kunow H. *et al.* : 1994, 'High-Energy Cosmic-Ray Nuclei Results on Ulysses: 2. Effects of a Recurrent High-Speed Stream from the Southern Coronal Hole', this conf.

Potgieter M.S. and H. Moraal : 1985, 'A Drift Model for the Modulation of Galactic Cosmic-Rays', Ap. J. 294, 425.

Potgieter M.S. and R.A. Burger : 1990, 'The Modulationic-Ray Electrons, Positrons and Helium Nuclei as Predicted by a Drift Model with a Simulated Wawy Neutral Sheet', Astron. Astroph. 233, 598.

Seo E.S., *et al.* : 1991, 'Measurements of Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra during the 1987 Solar Minimum', ApJ. 378, 763.

Simpson J.A., *et al.* : 1992, 'The Ulysses Cosmic-Ray and Solar Particle Investigations', A&A Suppl. 92, 365.

Webber W.R, *et al.* : 1987, 'Cosmic-Ray Proton and Helium Spectra from 5-200 GV measured with a Magnetic Spectrometer', Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf., Moscow, 1, 325.

Webber W.R. : 1993, private communication, interstellar spectrum resulting from a standard galactic propagation calculation.

Pergamon

0273–1177(95)00346–0

Adv. Space Res. Vol. 16, No. 9, pp. (9)255–(9)260, 1995
Copyright © 1995 COSPAR
Printed in Great Britain. All rights reserved.
0273–1177/95 $9.50 + 0.00

MODULATION RECOVERY OF HIGH ENERGY ELECTRONS: ULYSSES OBSERVATIONS

C. Rastoin,* R. Ducros,* P. Ferrando,* A. Raviart,*
C. Paizis,*** H. Kunow,** H. Sierks** and B. Heber**

** CEA, DSM/DAPNIA, Service d'Astrophysique, C. E. Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette, France*
*** Institut für Kernphysik, Universität Kiel, 2300 Kiel, Germany*
**** Istituto di Fisica Cosmica, Universita di Milano, 20133 Milano, Italy*

ABSTRACT

The ULYSSES spacecraft, launched in Oct 1990 near solar maximum, continues its investigation journey toward the southern polar pass during the decaying phase of solar cycle 22. One of the primary aim of its mission, namely the study of the cosmic-ray solar modulation in the three-dimensional heliosphere, has really started when exploring high latitudes. In particular, time variations of the cosmic-ray electron intensity and spectrum constitute a crucial test for any modulation theory.

We present hereafter the observations of the COSPIN/KET Experiment and we focus on the electron observations above 300 MeV, from launch to mid June 1994, when Ulysses came close to 70°S. The recovery rates of the Galactic electron flux are studied with reference to that of protons and alphas simultaneously measured by KET above 380 MV. The modulation recovery shows step-like features and the rigidity dependence of the recovery rate is reported with no evidence of charge-dependent effects. During the whole observation time, the relative modulation amplitude of the Galactic electrons peaks between 0.5 and 2.0 GeV.

INTRODUCTION

Through its journey around the solar poles, Ulysses puts new insights on the 3-D structure of the heliosphere and on cosmic-ray modulation. Drift-dominated models (see /1, 2/ for reviews) successfully describe the hadronic intensity variations. But one key prediction remains challenged by the yet poor electron data set: namely the discrimination between positively and negatively charged particles. The COSPIN/KET experiment onboard Ulysses simultaneously gathers data on hadrons and electrons in a continuous and wide energy range above a few MeV and provides the opportunity to investigate modulation issues. The main thrust of this paper is to present our analysis procedure and derivation of the electron spectrum in order to address electron time variations and charge-dependent modulation effects.

KET ELECTRON DATA ANALYSIS

We focus hereafter on electrons with energies higher than 300 MeV measured by the KET experiment. The instrument is described in /3/. We determine four electron subchannels by using a 2-D analysis of the calorimeter and penetration detector pulse heights. Their mean rigidities are resp. 1.1, 1.8, 2.3, 5.0 GV (see Table 2 in /4/). The relative efficiency of each subchannel is determined using accelerator calibrations. A Monte-Carlo simulation provides the efficient geometry factor for an isotropic electron flux. In-flight corrections have been applied on the signal channel numbers to take into account time variations in the detector pulse heights.

A calculation code extracts the spectral shape information from these four electron subchannels in the following way: a multiple-power-law spectrum is convolved with the subchannel geometry factors to predict the four counting rates. The input spectrum is defined by fluxes at some chosen pivot energies (0.15, 0.3, 0.7, 2, 7 and 15 GeV). The spectrum is iteratively adjusted to achieve a least-square fit to the subchannel counting rates. The error bars plotted on the spectrum, as in Fig. 4, reflect statistical uncertainties in the counting rates and in the efficiency evaluation as well as uncertainties in the pulse height corrections and in the spectrum determination. The latter errors correspond to the arbitrary choice of the pivot energies and input spectra, and have been extensively estimated by using various input parameters.

CHARGE-SIGN DEPENDENCE

Figure 1 shows the time profiles of the four electron subchannel counting rates together with the counting rate of the proton channel 250- 2200 MeV. Rates have been averaged over 26 days to smooth solar rotation recurrent effects. Quiet time periods have been selected using a solid-state detector threshold. All channels show the step-like modulation recovery with alternating increases and plateaus. The higher the energy, the flatter the electron time profile.

We address the question of charge-sign dependence /5, 6/ by comparing hadrons and electrons of similar rigidities, as done in Fig. 2 for a rigidity of about 1.8 GV. The electron to proton ratio decrease during the first phase may be attributed either to the field reversal or to the coincident Global Merged Interaction Region. The ratio reaches then a plateau once the North polarity is well established, since 1992 /7/. This time variation is consistent with observations for the previous A>0 cycle in the ecliptic plane /8, 5/. The long-duration plateau is observed during the out of ecliptic phase of Ulysses, from 10°S to 50°S, and thus favours the hypothesis of no latitudinal gradient for electrons, since no significant latitude effect is visible for protons /9, 10/. Another conspicuous possibility would be that the latitude and recovery effects would exactly compensate each other. Notice that the KET instrument is not separating positrons from negative electrons, but that the positron fraction is presumably lower than 10 % between 0.8 and a few GV (e.g. references in /11/). Our conclusion is therefore not affected by the exact amount of positrons in this energy range.

Figure 3 displays the rigidity dependence of the modulation recovery rates for protons, alphas and electrons. For each species the flux ratio between the two time periods A and B have been calculated. These two periods shown in Fig. 2 have been chosen after 1993 so as to minimize the influence of Jovian electrons and solar particles at low energies. In order to extend the rigidity range of the analysis, three other subchannels have also been defined using the KET absorption mode. The mean rigidities of those three subchannels are 35, 75, 150 MV. Although the absolute value of the efficient geometrical factor in the energy range 10-200 MeV is not yet completely analysed, the counting rate ratio of a given subchannel between two periods is well defined. Proton and alpha channels as well as the electron subchannels are defined by their respective mean rigidity. From 0.8 to 20 GV, the relative modulation decreases with the rigidity between the periods A and B. So far, there is no clear evidence of charge effect in the recovery rate function of the particle rigidity.

Below 0.8 GV, the rigidity dependence of the relative modulation seems to reverse: the lower the rigidity, the more reduced the relative recovery. At corresponding rigidities protons have energies less than 20 MeV. Then, their fluxes are dominated by solar or interplanetary particles. Data below 0.8 GV remain therefore unconclusive about possible charge effects.

A more complete analysis, including the question of modulation time lags, will be performed once the next solar minimum is reached. This will reopen the issue on the singular electron behaviour: contrary to protons, electrons did not recover any "standard" flux level at the two previous solar minima /12/.

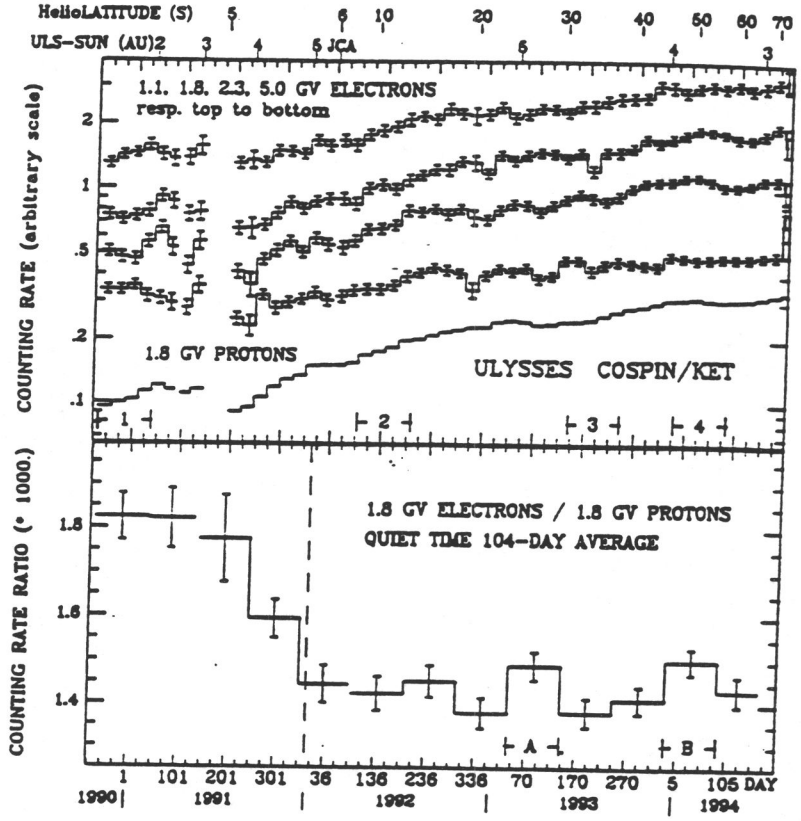


Fig. 1 (top): 26-day averaged electron and proton time profiles.
Fig.2 (bottom): Electron to proton counting rate ratio. The vertical line indicates the approximate ending of the field reversal and the beginning of the well-established North polarity.

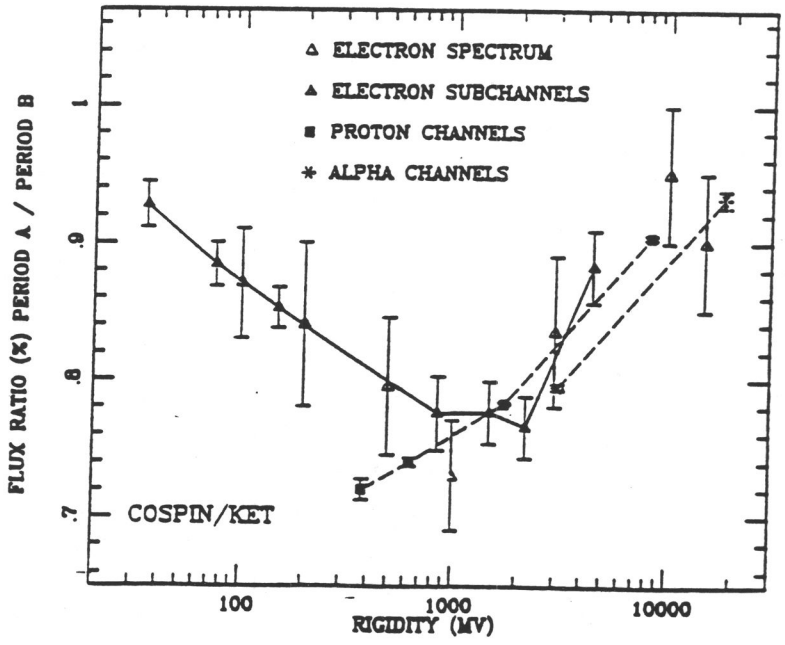


Fig. 3: Relative modulation as function of the rigidity. The counting rate ratios Period A to Period B (indicated on Fig. 2) have been calculated for the electron subchannels and the hadron channels. Electron intensity ratios have been calculated from spectra (open triangles).

(326)

GALACTIC ELECTRON SPECTRUM AND ITS VARIATION

Time periods of four solar rotation each (104 days) have been defined in order to study the time variations of the galactic electron spectrum (see Fig 1). The four corresponding spectra are obtained by a χ^2 minimisation as explained before and are displayed in Fig. 4. The more relevant published reference spectra above 0.5 GeV /13, 14/ have been measured aboard OGO-5 22 years ago, in the mids of 1970 and 1972, and are also shown in the figure. These satellite measurements show good agreement with about contemporary results obtained from balloon-borne experiments (/15/ and references therein). These electron intensities measured soon after the solar maximum of cycle 20 (1970 days 173-190) and two years later (1972, days 183-193) are of comparable amplitude as the intensities detected by Ulysses after the cycle 22 solar maximum at varying latitudes. During these periods 70-72 and 90-94 the Climax neutron monitor counting rates have also comparable amplitudes. The modulation recovery is mainly visible between 0.4 and 2 GV. Below 0.4 GeV, the intensities are significantly higher than previously observed, except by the balloon measurements of /16/ or /17/, and the calculated spectrum is less modulated.

We are currently performing the derivation the low-energy galactic spectrum from the KET absorption channel covering the energy range from 7 to 150 MeV. The still preliminary results seem to confirm the intensity value range at 150 MeV from the above analysis. These electrons below 150 MeV are moreover not proven to be from Galactic origin. Below 30 MeV, Jovian electrons are a contamination source. According to a 3-D convection-diffusion model, their flux should be well below the flux level detected by KET at corresponding energies after mid 1993. This naturally depends on the diffusion coefficients set. But note that the previous in and out of ecliptic Jovian electron observations have put constraints on these coefficients: the model accounts well for the observed Jovian electron rates in the energy range 1-10 MeV assuming the relation $K_\perp = 1\%\ K_{/\!/}$ between the perpendicular-to the field and parallel coefficients /18/. As contamination source around 100 MeV, Jovian electrons may contribute as an anomalous component after reacceleration at the termination shock /19/.

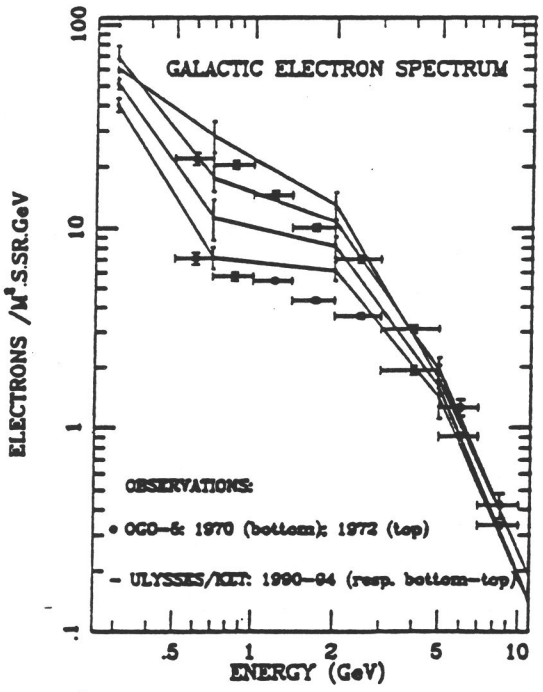


Fig. 4: KET Galactic electron spectra above 300 MeV, derived for the time periods 1-4 (indicated on Fig. 1). Reference spectra measured 22 years ago are from /13, 14/.

SUMMARY

First, the electron to proton ratio at 1.8 GV shows a step-like decrease at the end of 1991. It looks similar to observations in the previous A>0 cycle, also at the end of the sun field reversal. Then, when Ulysses is exploring high latitudes up to 70°, this ratio is staying about constant. This is favouring similar behaviours for electrons and protons during this recovery phase explored at different latitudes. The presented electron spectra above 300 MeV are consistent with measurements made 22 years ago, both in intensity values and in relative time variations. These latter show that the relative modulation amplitude peaks between 0.5 and 2 GeV.

Ulysses will soon swing from one solar pole to the other in about one year during a stable modulation state, assuming this solar minimum will look like cycle 20 minimum. The KET Galactic electron spectrum within a wide energy range 5-15 000 MeV will then put further constraints on any model of cosmic-ray propagation and solar modulation.

REFERENCES

1. R.B. McKibben, Modulation of Galactic Cosmic-Rays in the Heliosphere, in: *The Sun and the Heliosphere in three dimensions*, R.G. Marsden Ed, D. Reidel Publ. Cy 1986, p.361.

2. M.S. Potgieter, Modulation of Cosmic Rays in the Heliosphere, Rapporteur Paper, *23rd Internat. Cosmic Ray Conf.*, Calgary, (1993).

3. J.A. Simpson, J.D. Anglin, A. Balogh, M Bercovitch, J.M. Bourman, E.E. Budzinski, J.R. Burrows, R. Carvell, J. Connell, R. Ducros, P. Ferrando, J. Firth, M. Garcia-Munoz, J. Henrion, R.J. Hynds, B. Iwers, R. Jacquet, H. Kunow, G. Lentz, R.G. Marsden, R.B. McKibben, R. Müller-Mellin, D.E. Page, M. Perkins, A. Raviart, T.R. Sanderson, H. Sierks, L. Treguer, A.J. Tuzzolino, K.-P. Wenzel, G. Wibberenz, The Ulysses Cosmic-Rays and Solar Particle Investigations, *Astron. &A strophys. Suppl.*, 92, 365 (1992).

4. A. Raviart, R. Ducros, P. Ferrando, C. Rastoin, B. Heber, H. Kunow, R. Müller-Mellin, H. Sierks, G. Wibberenz and C. Paizis, Variations of the High Energy Electron Flux along the Ulysses Trajectory, *Proc. of the 28th ESLAB Symposium*, Friedrichshafen (1994).

5. M. Garcia-Munoz, P. Meyer, K.R. Pyle and J.A. Simpson, The Dependence of Solar Modulation on the Sign of the Cosmic-Ray Particle, *J. Geophys. R.*, 91, 2858 (1986).

6. J.W. Bieber, P. Evenson and W.H. Matthaeus, The Nuts and Bolts of Cosmic-Ray Modulation, *Proc. 20th Internat. Cosmic Ray Conf.*, Moscow, 3, 175 (1987).

7. J.T. Hoeksema, Large Scale Structure of the Heliospheric Magnetic Field: 1976-1991, in: *Solar Wind 7*, ed. by E. Marsch and R. Schwenn, Pergamon Press, Oxford 1992, p.191.

8. P. Evenson, M. Garcia-Munoz, P. Meyer and J.A. Simpson, The Cosmic Ray Electron to Proton Intensity Ratio between 1965 and 1979, *Proc. 17th Internat. Cosmic Ray Conf.*, Paris, 3, 246 (1981).

9. B. Heber, A. Raviart, C. Paizis, W. Dröge, R. Ducros, P. Ferrando, H. Kunow, R. Müller-Mellin, C. Rastoin, K. Röhrs, H. Sierks and G. Wibberenz, High Energy Cosmic Ray Nuclei Results on Ulysses: 1. Mission Overview, *Proc. of the 28th ESLAB Symposium*, Friedrichshafen, (1994).

10. B. Heber, A. Raviart, C. Paizis, W. Dröge, R. Ducros, P. Ferrando, H. Kunow, R. Müller-Mellin, C. Rastoin, K. Röhrs, H. Sierks and G. Wibberenz, Modulation of Galactic Cosmic Ray Particles Observed on board the Ulysses Spacecraft, this issue.

11. D. Müller and K.-K. Tang, Cosmic Ray Positrons from 10 to 20 GeV: a Balloon-Borne Experiment using the Geomagnetic East-West Asymmetry, *Astrophys. J.*, 312, 183 (1987).

(328)

12. E. Tuska, P. Evenson, and P. Meyer, Solar Modulation of Cosmic Electrons: Evidence for Dynamic Regulation, *Astrophys. J.*, 373, L27 (1991).

13. J.J. Burger and B.N. Swanenburg, The 1972 Cosmic-Ray Electron Spectrum above 0.5 GeV, *J. Geophys. R.*, 78, 292 (1973).

14. J.J. Burger and B.N. Swanenburg, Energy-Dependent Time Lag in the Long Term Modulation of Cosmic Rays, *J. Geophys. R.*, 79, 1533 (1974).

15. G.J. Fulks, Solar Modulation of Galactic Cosmic-Rqy Electrons, Protons and Alphas, *J. Geophys. R.*, 80, 1701 (1975).

16. J.K. Daugherty, R.C. Hartman and P.J. Schmidt, A Measurement of Cosmic-Ray Positron and Negatron Spectra between 50 and 800 MV, *Astrophys. J.*, 198, 493 (1975).

17. W.R. Webber, J. Kish and J.M. Rockstroh, Measurements of the Primary Cosmic Ray Electron Spectrum from 1965 and 1972, *Proc. 13rd Internat. Cosmic Ray Conf.*, Denver, 2, 760 (1973).

18. C. Rastoin, R. Ducros, P. Ferrando, A. Raviart, R. Müller-Mellin, H. Sierks and G. Wibberenz, Heliospheric Propagation: What have the Jovian Electrons to Tell Us More?, to be submitted to *J. Geophys. R.* (1994).

19. H. Moraal, J.R. Jokipii and R.A. Mewaldt, Heliospheric Effects on Cosmic-Ray Electrons, *Astrophys. J.*, 367, 191 (1991).

A&A manuscript no.
(will be inserted by hand later)

Your thesaurus codes are:
missing; you have not inserted them

ASTRONOMY
AND
ASTROPHYSICS
28.4.1995

Time and Space Variations of the Galactic Electron Spectrum in the 3-D Heliosphere Explored by Ulysses

C. Rastoin[1], P. Ferrando[1], A. Raviart[1], R. Ducros[1], P.O. Petrucci[1], C. Paizis[2], H. Kunow[3], R. Müller-Mellin[3], H. Sierks[3] and G. Wibberenz[3]

1. CEA, DSM/DAPNIA/ Service d'Astrophysique, CE-Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
2. Istituto di Fisica Cosmica, Universita di Milano, 20133 Milano, Italy
3. Institut für Kernphysik, Universität Kiel, 24118 Kiel, Germany

Received date; accepted date

Abstract. The Ulysses spacecraft, launched in Oct. 1990 after solar maximum of solar cycle 22, has explored the heliographic latitudes above 70°S in summer 1994 , and has then made a rapid latitude scan down to the heliographic equator reached in March 95, in a period close to solar minimum.

We present hereafter the Galactic electron spectra, with energies above 0.3 GeV, from end of 1990 to the end of 1994, as measured by the COSPIN/KET instrument onboard the spacecraft. The variations of the electron flux (combining time and space variations) are compared to those of the hadronic counterpart at similar rigidities, also measured by the KET, in order to investigate possible charge-sign effects of the modulation process. For rigidities between 0.9 and 3 GV, the electron/hadron ratio was found to decrease after launch up to the beginning of 92 at 3 GV, the end of 92 at 0.9 GV, i.e. long after the end of the magnetic field polarity reversal. From the end of 92, when Ulysses was at a latitude of only 20° in summer 1994 , and has then made a rapid latitude scan down to the heliographic equator reached in March 95, in a period close to solar minimum.

We present hereafter the Galactic electron spectra, with energies above 0.3 GeV, from end of 1990 to the end of 1994, as measured by the COSPIN/KET instrument onboard the spacecraft. The variations of the electron flux (combining time and space variations) are compared to those of the hadronic counterpart at similar rigidities, also measured by the KET, in order to investigate possible charge-sign effects of the modulation process. For rigidities between 0.9 and 3 GV, the electron/hadron ratio was found to decrease after launch up to the beginning of 92 at 3 GV, the end of 92 at 0.9 GV, i.e. long after the end of the magnetic field polarity reversal. From the end of 92, when Ulysses was at a latitude of only 20°S, up to the end of the data presented here which comprise the south polar pass, the electron/hadron ratio stayed remarkably constant at all rigidities. The absence of any charge-sign dependence of the modulation recovery as a function of latitude suggests a weak importance of large scale drifts in the modulation process during the Ulysses observation time.

The recovery between end of 90 and end of 94, measured by the relative variations of the flux as a function of energy, is maximum around 1 GeV. The electron spectrum shows a strong change of shape at low energy between beginning of 91 and end of 94, the 91 flux increasing continuously with decreasing energies, while the 94 flux decreases below about 500 MeV. Wether this is due to the high latitude of Ulysses in 1994 or to a time dependent effect cannot be decided with our single spacecraft measurement. In the framework of the simple one dimensional modulation model, this change of spectral shape is interpreted as a change of the rigidity dependence of the radial diffusion coefficient in the heliosphere.

Key words:

- Cosmic Rays - The Sun: Cosmic rays —
- Solar System

Send offprint requests to: P. Ferrando

1. Introduction

Beyond discovering the nature of their source and of their acceleration mechanisms, the studies of Galactic cosmic rays in the heliosphere aim at providing informations on the interactions of energetic particles with a magnetised medium (the solar wind), which are relevant to numerous astrophysical sites (e.g. Fisk 1979). At energies below $\sim$ 10 GeV/nucleon, Galactic cosmic-ray spectra are affected by the turbulent magnetic field carried outward through the solar cavity by the solar wind. As reviewed by Simpson (1989, 1992), the discovery of this solar modulation of the cosmic-ray fluxes historically leads in the 50's to the concept of the heliosphere, whose dimension remains uncertain, as the solar cavity embedded in the interstellar medium. Since the 50's ecliptic-confined observations, both with instruments onboard balloons and deep-space spacecrafts, have gathered data and questions on the following topics: solar-cycle long-term modulation, shock-induced short-term modulation, spatial variations of cosmic-rays in the heliosphere, charge-sign dependence of the solar modulation... (e.g. Potgieter 1994 and Moraal 1993, for reviews). At the same time, the modulation theories have been developped, progressively including effects like drifts and current sheet tilt variations

(Jokipii & Thomas 1981). Galactic electrons and positrons constitute only a few percent of the primary cosmic radiation. Nevertheless, they are more sensitive indicators of interstellar conditions than nuclei and unique probes for the models (Webber 1983). Thanks to their interaction with field and interstellar matter, one of the advantage of the electron study is the relatively well-defined local interstellar spectrum derived from the Galactic radio and gamma-ray observations (Webber *et al.* 1980, Strong *et al.* 1994). Moreover, and because the electrons are relativisitic down to MeV energies, the observed modulated electron spectrum is directly dependent on the mean free path down to the lowest energies (e.g. Moraal & Potgieter 1982). Electrons are thus unique probes of the diffusion coefficients in the heliosphere, the rigidity dependence of which is a debated topic (Dröge 1994, Bieber *et al.* 1994). Assuming a small positron fraction between 300 MeV and 2 GeV, as indicated by the present data (e.g. Golden *et al.* 1994), total electron ($e^- + e^+$) measurements in this energy range are also essential for the study of the charge-sign dependence of the solar modulation, which has been observed in the past (Garcia-Munoz *et al.* 1986, 1987, 1991).

It has been emphasized many times that the observations of the heliosphere were restricted, prior to the Ulysses mission, to a near-equatorial heliospheric regions. Propagation theories and modulation models were constructed on large-range extrapolations to high latitudes of magnetic field, solar wind and diffusion properties observed below 30° of latitude. As cosmic-ray access into the heliosphere was thought to be easier over the Sun poles, because field lines were expected to be more radial and less turbulent, the next step was to explore the high-latitude heliosphere. This is exactly the goal of the Ulysses mission. Ulysses has been launched in Oct 90 not long after solar maximum in 1989/1990 (Hoeksema 1992). It achieved its pass over the South solar pole, at a maximum latitude of 80.2°S, in summer 94, and flawlessly collected data on cosmic rays. A brief report on the findings of the COsmic Ray and Solar Particle INvestigation (COSPIN) experiment set at the highest latitudes was given in Simpson *et al.* (1995).

We present here the results of the KET instrument up to the end of 1994, superseding our previous short reports (Raviart *et al.* 1995; Rastoin *et al.* 1995a). The KET simultaneously collects data on electrons and hadrons, in a wide energy range, and thus provides an unique opportunity to address the puzzling problems of the electron modulation, specially the debated dependence of solar modulation on the sign of the charge. We will first report on the data analysis method before presenting electron and proton spectra. Our spectra will be compared to simultaneous measurements made at Earth, as well as to observations in the previous solar cycles. We will then present and discuss the time variations of the electron/hadron ratios between 0.9 and 7 GV. Finally, the variations of the electron spectral shape will be investigated in the framework of a one dimension modulation model. We will show that, in this model, our measurements imply a change of shape of the diffusion coefficient in the heliosphere, because of either time or latitude variations.

2. Instrumentation and data analysis

The KET electron telescope is one of the COSPIN instruments, described in detail in Simpson *et al.* (1992). The KET is designed to measure electron, proton and alpha fluxes in several energy windows above a few MeV. A short overview of the KET is given below. Because of their importance in obtaining the electron measurements, we then present the essential results on calibrations, and we detail the flight data analysis procedure.

2.1. Instrument description

Functionally, the detector system divides into two parts, consisting of an entrance telescope and of a calorimeter, both surrounded by a guard counter. The former is composed of a silica-aerogel Cerenkov detector C1 inserted between two semiconductors D1 and D2. Together with the guard counter A, this combination defines the geometry, selects the particle of velocity $\beta > 0.938$ and determines the charge of the particle. The signals of D1 and D2 are also used for the spectral analysis of protons below $\sim$ 130 MeV, counted in the P32 channel (Table 1). The calorimeter C2 consists of a 2.5 radiation length lead-fluoride (PbF2) crystal used as Cerenkov detector, in which the electron shower develops. Finally, the scintillator S2 detects particles not absorbed in C2. The Cerenkov light of C2 is viewed by a photomultiplier (PM) through a hole in S2, using a diffusion box design. To prevent the efficiency loss of S2 due to this particular geometry, the S2 has been designed with an extension along the photomultiplier PM2: this cap shape can be seen on Fig. 1. The data produced by KET consist of coincidence counting rates defined in Simpson *et al.* (1992), and pulse heights data. The pulse height analysis (PHA), performed on a sample of the incident particle events, allows rejection of background as well as a clear separation between electrons and protons for the highest energies as described below. Three counting rates electron channels are defined according to the the detector responses, with the common requirement that a Cerenkov signal is seen in C1, and that no particles trigger the anticoincidence. The lowest energy channel is E4, and corresponds to electrons entering D1 and stopping either in D2 or the top of C2 (no signal in C2 and S2); data of this channel which correspond to electrons in the range 3.5 to 10.4 MeV (FWHM of the E4 efficient geometric factor) have been used in the analysis of Jovian electrons (Rastoin *et al.* 1995b). The middle energy channel, E12, corresponds to electrons developping a sizeable shower in C2 with no charged particle detected in S2. The E12 channel energy range is 10.4-170 MeV (also FWHM of the efficient geometric factor). Electrons for which charged particles escape C2 and trigger S2 are counted either in the high energy proton channel (P4000) or in the highest energy electron channel (E300) depending on the amplitude of the C2 signal. The E300 channel efficiency starts at about 90 MeV and reaches 50 % of the maximum efficiency at about 200 MeV (Fig. 2a,b).

The data used in this paper are restricted to the E300 channel data, because for the modulation study they correspond to a rigidity range in which a galactic cosmic ray hadronic counterpart is readily identified. Indeed, rigidities below 200 MV correspond to protons and alphas below $\sim$ 20 MeV and $\sim$ 5 MeV/n respectively, which have an important interplanetary component part as well as an anomalous component part for alphas. Moreover the electron spectra are derived from the E300 data only, because the E12 channel, which is not responding to protons or alphas, was found to be contaminated by gamma-rays locally produced in the spacecraft structure, the amount of which still needs to be ascertained.

2.2. Protons rejection in the E300 channel

Even requesting a high C2 signal for the E300 coincidence channel, namely a C2 pulse height amplitude > channel 168, is not sufficient to discriminate between protons above the C1 signal threshold ($\sim$ 2.4 GeV) and electrons. The E300 channel contains protons from the tail of the C2 proton distribution, as well as inclined protons which go through the C2 phototube window. These inclined protons, representing 1.6 % of the high energy protons count rate, give a large signal in C2 due to the Cerenkov light they create in the C2 phototube window. These protons can be discriminated against high energy electrons with a selection in the C2-S2 matrix.

Figure 3 shows the C2-S2 response from calibration runs with a 5 GeV proton beam at CERN. This distribution combines events registered in the P4000 channel (C2 PHA channel < 168) and in the E300 channel (C2 PHA > 168). On this figure are also displayed the C2-S2 distribution for 300 MeV electrons from calibration runs at the BONN accelerator, and for electrons above 2 GeV, from calibration runs at the DESY accelerator. The data cut in C2 around channel 228 for electrons is due to a change of C2 gain performed after the DESY calibration runs. The main proton peak is located around S2 $\sim$ 110 and C2 $\sim$ 120, while the inclined proton events are located at the top left (C2 $\sim$ 210, S2 $\sim$ 70), the relatively small S2 signal being due to poor light propagation in the S2 cap part. The other groups of points correspond to electrons, which are clearly separated from the two proton areas in the C2-S2 matrix. It has been determined from the accelerator calibrations that the separation between high energy protons and electrons can be achieved for electrons of more than 300 MeV by using a selection on C2-S2 PHA channels, while keeping a high efficiency for detecting electrons of this energy. The electron discrimination is even clearer in the flight data, displayed on Fig. 4. The same peaks as in Fig. 3 are visible, but with a much more enhanced statistics than in the calibration runs. The shape of the main proton region is elongated in S2, due to S2 inhomogeneity, an effect also visible in the calibration data for beams inclined with respect to the KET axis. The electron region, which in flight data comprises all energies which trigger S2, has an elliptical shape and is well separated from the two proton regions. Figure 5 shows the histogram built along the axis of the electron ellipse as drawn on Fig. 4, and from events inside the rectangular box drawn on Fig. 4. This histogram is indexed by the S2 channel value on the ellipse axis. The first part, up to S2 channel $\sim$ 170 is the tail of the proton distribution. The second part for larger S2 values is due to the electrons, which have a statistics clearly well above any reasonable extrapolation of the C2 proton distribution.

The calibration and flight data displayed in Fig. 3, 4 and 5, ensure that a clean proton rejection, vital for electron measurements, can be achieved provided that an adequate selection on C2 and S2 channels is performed. This is discussed in the next section.

2.3. Energy analysis

The uniqueness of the Ulysses mission and trajectory has imposed instrumental limitations. Because of the weight and space constraints in the instrument definition, the calorimeter has only 2.5 radiation length, and is viewed by a single phototube. The resulting poor C2 resolution is not sufficient to make a straightforward spectrum measurement. Electrons in the E300 channel give nevertheless signals in C2 and S2 which are increasing with energy, as the size of the shower in C2. The energy analysis is thus based on the bidimensional analysis of the detector signals in S2 and C2.

This makes possible to define electron subchannels as regions, or boxes, in the C2-S2 pulse height distribution which correspond to different energy windows. The higher the energy of the incident electrons, the higher both the S2 and C2 signals, as can be seen on calibration runs results displayed in Fig. 3. The subchannels definition was chosen to ensure counting rates with reasonnable statistics and efficiency profiles with an overlapping as small as possible between two consecutive subchannels. Five subchannels, called E300-i in Table 2, have been defined for the electron spectrum determination.

The subchannel efficiencies were measured with the help of calibration runs performed in various accelerators at DESY, BONN, Saclay (ALS) for electrons (7.5 to 5000 MeV), whereas the proton rejection was tested with 1 to 5 GeV proton beams at CERN. Table 3 shortly summarises the beams used for calibration. After the calibration period at DESY, the detector efficiencies and thresholds have been changed and the corresponding corrections have been applied to the calibration runs during their analysis. The calibration responses were used to define the efficiency of the electron subchannels relative to that of the E300 coincidence channel as a function of energy up to 5 GeV. Monte-Carlo simulations were used to determine the absolute geometrical factor of the E300 channel for an isotropic flux of electrons. They were performed with the GEANT program, which accurately reproduces all available calibration data for a parallel beam in the KET viewing axis (see Simpson *et al.* 1992). This agreement gives confidence on the reliable determination of the E300 efficient geometry factor for an isotropic flux, as well as on its extrapolation to energies higher than 5 GeV. Finally, for energies above 5 GeV, we assumed that the subchannel 5 geometrical factor tracks the E300 geometrical factor above 40 GeV and interpolate in-between. These absolute geometrical factors of the five electron suchannels are shown in Fig. 2 together with the total E300 channel geometrical factor.

The electron spectra were derived with an iterative method. To determine the electron spectrum during a given time interval, we start with an arbitrary input spectrum defined as a multiple-power-law spectrum: the spectrum is defined by fluxes at some chosen pivot energies. We then compute the corresponding counting rate of each electron subchannel by convolving the input spectrum with the subchannel geometric factor. Then, we compare with the observed counting rate using a least-square distance estimate. The spectrum is iteratively adjusted to achieve a least-square fit of the five subchannel counting rates. The error bars plotted at each pivot energy of the spectrum reflect the uncertainties in the box counting rates, both statistical and systematic due to the round channel shifts discussed below. They also reflect the uncertainties in the efficiency evaluation from the calibration run statistics, as well as in the extrapolation of the subchannel 5 efficiency in the 5-40 GeV range. The method reliability has been verified by assuming various choices of subchannel definitions and input parameters (pivot energies and input fluxes).

Table 2 summarises the informations on the subchannels, FWHM energy limits and mean rigidity. This latter value was computed for each subchannel by convolving its geometrical factor (Fig. 2) with the actually measured electron spectrum.

Because the spectral shape changed from 90 to 94, the mean rigidity of a given subchannel also changed with time. The most extreme values are given in Table 2.

Finally, four other subchannels, E300-A to E300-D, have been defined with mean rigidities equal to that of the four KET hadron channels labelled H-A to H-D indicated in Table 1. The mean rigidities for these hadron channels, also given in Table 1, were computed with the same method as for electrons, and show similar variations with time. The efficient geometric factor for the E300-A to E300-D electrons subchannels are shown in Fig. 2b. The constraint that the mean rigidity of the A to D subchannels is comparable to that of hadrons resulted in a larger overlap of the geometric factors than for the 1 to 5 subchannels. This overlap is of no importance for the use made of these channels, namely the electron/hadron ratio at the same rigidity.

2.4. In-flight data corrections

The C2 and S2 gains have been monitored by looking at the main peak proton response in P4000 channel in flight in order to track systematic shifts of the detector responses. At these energies (above the C1 threshold of 2.4 GeV), the C2 Cerenkov signal of protons is saturated, and the energy loss in S2 is locked on the minimum ionising particle value. The C2 and S2 signals are thus independent of the energy spectral shape of protons above 2.4 GeV.

The C2 and S2 average values have been calculated as a function of time, on the basis of 10 days averages. With the help of the 5 GeV proton runs at CERN , gain shift corrections have been derived so that the flight data are directly comparable to the calibration data. The main variations in flight occured during the two months following launch for S2 (increase of S2 signal by 4 channels, i.e. 9 %), and during Jupiter fly-by for C2 (decrease of signal by 5 channels, i.e. 12 %). The flight data have been systematically corrected for these shifts, which are defined with an uncertainty of 1 channel. This uncertainty is taken into account in the error estimate on the electron subchannel counting rates.

2.5. Proton analysis

We will also make use of the proton spectra in order to quantify the degree of solar modulation. The spectra are based on coincidence counting rates channels defined in Simpson *et al.* (1992).

The higher energies channels, namely P116, A190, P190 and P4000 (Table 1), are depending upon the trigger of the Cerenkov detectors, C1 and C2. The limited number of photoelectrons ($\sim$ 5 and 10 at saturation for C1 and C2 respectively, and for Z=1) results in smooth energy transitions for the triggers of these detectors. Efficiency curves for C1 and C2 were thus simulated and used to convert the coincidence counting rates in energy fluxes in fixed energy bins. Moreover, the 2.35-5 GeV energy flux (P4000* in Table 1) was derived from the integral counting rate of the P4000 coincidence channel by assuming a standard spectral shape of the proton energy spectrum above 5 GeV. Finally, the coincidence channel P32 (D1 and D2 triggers only) has been divided in the three sub-channels given in Table 1 using a standard dE/dx versus dE/dx method applied on the D1-D2 tracks. The uncertainty on the energy fluxes are estimated to be $\pm$ 10 %.

3. Electron spectra and solar modulation

3.1. Ulysses orbit and flux variations

Ulysses spent 16 months in the ecliptic, from Oct. 90 to Feb. 92, on its way to Jupiter, before being swept out towards the southern heliosphere by the Jupiter's gravity. This occured during the end of the solar field reversal of Cycle 22 (Hoeksema 1992) which started a new qA>0 epoch. The recovery of the cosmic-ray flux (Fig. 6 top panels) has been interrupted by the large flares in March to June 1991 visible in the low-energy particle counting rates on Fig. 6. This recovery is seen in both high-energy hadron and electron subchannels displayed in Fig. 6. This long-term behaviour mixes radial variations and time recovery. Fortunately simultaneous measurements of the Climax neutron monitor and of IMP-8 permit to deconvolve both effects for protons (Heber *et al.* 1995). The IMP-8 data provides reference at a mean rigidity of 2 GV while the Climax median rigidity of primaries is about 15 GV (Hall *et al.* 1993).

After Feb. 1992, Ulysses began its exploration of the southern heliosphere. The cosmic-ray fluxes have increased up to mid-september 94 (maximum of latitude) while they decrease afterwhile, an effect due to the positive latitude gradient. Among the obvious features of the profiles are the two step-like plateaus, which might be caused by shock-induced screening of the inward diffusing cosmic rays. Their presence also in IMP-8 data (e.g. Heber *et al.* 1995) is suggestive of outward propagating shocks with a great latitudinal extension.

In addition to this long term variations, the hadron fluxes show a 26-day modulation, even after the disappearance of recurrent shock signatures at Ulysses (Kunow *et al.* 1995). Although the low statistics for electrons prevent a significant search for this periodicity in the electron channels, we have chosen to average our observations on 26-days, or multiple of 26 days , in order to smooth-out effects due to this periodicity.

One of the biggest surprises of the Ulysses polar pass came from the unexpected low latitudinal effects visible in the cosmic-ray fluxes (Simpson *et al.* 1995 for a review; Heber *et al.* 1995; McKibben *et al.* 1995). As previously mentioned, their observation at high latitudes was the primary motivation of the Ulysses mission because there cosmic rays were supposed to have the easiest access into the heliosphere. In order to investigate latitudinal effects on the cosmic hadron flux measured at Ulysses, the time and radial variations of the KET fluxes were estimated and deconvolved, as described in Heber *et al.* (1995), and Paizis *et al.* (1995). The KET observations reported in these papers lead to latitudinal gradients i) being negligible below some rigidity-dependent latitude threshold, and ii) having values of 0.3-0.4 % per degree at 2 GV and 0.2-0.3 % per degree at 15 GV for latitudes above the threshold. These latitudinal effects are far more reduced than expected by modulation models with drifts in their basic standard version, as given by Potgieter & Haasbroek (1993) and Haasbroek & Potgieter (1995).

3.2. Electron spectra and their time evolution

We present here spectra obtained during four selected time intervals. The first one was chosen to be close to launch, while the last one includes data collected at the highest southern latitudes. The two other periods were simply taken exactly one and two years before the last period. The related Ulysses positions are shown on its trajectory on Fig. 7. The duration

of these time intervals have been taken as four solar rotations, 104 days, in order to smooth short-term effects and to gather sufficient statistics. These periods are also indicated in Fig. 6, where it can be seen that they correspond to relatively quiet times. For all periods, times of particular proton activity at Ulysses were rejected by putting a threshold on the D2 detector couting rate. Apart from solar flares, the events seen in the 7-170 MeV electron fluxes (Fig. 6, E12 channel) are due to Jovian electrons as discussed in Rastoin *et al.* (1995b). The selected periods are listed in Table 4 with the corresponding Ulysses locations, and the simultaneous Climax neutron monitor levels.

The spectra obtained for each of the four periods are displayed simultaneously on Fig. 8. The larger error bar for the first energy compared to higher ones results from the limited efficiency of box 1 at 300 MeV. On Fig. 9, are shown the ratios of the spectra of period A, B, and C to the spectrum of period D.

The spectrum of period D being presently the one with the largest flux, these ratios are a measure of the recovery amplitude as a function of energy. In order not to obscure the trend of the data, error bars have been plotted only for the period A to period D ratio. These error bars include all sources of uncertainties discussed in Sect. 2.3, except the uncertainty on the efficiency evaluation because it affects similarly all the spectra and is thus not relevant when looking at the spectra ratios.

The time evolution of this spectrum appears to be different with energy. Above $\sim$ 1 GeV, the flux steadily increases from 90 to 94. At lower energy, the shape of the spectrum appears to be changing. While for periods A and B the spectrum is always decreasing with increasing energy, a deep occurs during period C around 500 MeV, and for period D the spectrum is decreasing with decreasing energies below 700 MeV. We note that this evolution of the spectral shape is similar to the evolution from 1970 to 1972 as reported by Fulks (1975). This will be tentatively analysed as a change of the diffusion rigidity dependence in Sect. 4.

Another interesting feature of these spectra is that the flux at 300 MeV has stayed, within errors, at the same absolute value for all the four periods, contrary to higher energies which have shown a strong recovery from the end of 90 to the end of 94 (a factor of 5 at $\sim$ 1 GeV) as did the protons.

3.3. Comparison of Ulysses spectra with 1 AU spectra

We have have compared in the set of Figures 10a to 10d our Ulysses spectra with in-ecliptic measurements made by balloon-borne and satellite (ICE and OGO) experiments. The difficulties of balloon measurements explain the dispersion of the measurements found in the literature: the importance of atmospheric correction, of proton rejection and the lack of calibrations, as well as the different circumstances of the balloon flights in term of magnetic cut-off or flight duration. We have selected for each instrument spectra resulting from the most up-to-date analysis available in the literature. For some measurements, instruments calibrations and improvements in the atmospheric models have led to many reanalyses. Considering the Climax neutron monitor level, we have selected previous observations at about the same modulation levels as periods A to D. In order to tentatively see a solar magnetic field polarity effect, the observations for solar cycle 21 are separated from those of solar cycle 20 and 22 which are grouped together. The reference articles for these spectra are listed in the figures 10's captions.

For solar cycle 20, and as counterpart of period A, we have selected spectra observed in Summer 1970, when the Climax counting rate was at levels 3675-3875. There is no 70's measurements with a Climax couting rate similar to that of our period B, and we have simply taken those of mid-1971 (Climax level $\sim$ 4100). Spectra obtained around Summer 1972, when the Climax counting rate was in the range 4130-4200, were compared both with Periods C and D.

For solar cycle 21, we have taken the data from the MASS and LEE balloon experiments, and from the ICE satellite. The Climax NM rate for the measurements displayed in Fig. 10a-d varies from 3410 to 4075, in a range comparable to that of our own selected periods.

Finally, we have also compared our spectra to the balloon measurements performed during the Ulysses mission, by the LEE and MASS experiments (Evenson *et al.* 1995; Golden *et al.* 1994), which are discussed below. These last spectra are shown with a heavy dashed line on Fig. 10a-d.

3.3.1. Comparison with simultaneous measurement at Earth

During our first period, Ulysses was near Earth, thus allowing a direct comparison with other experiments. As can be seen in Fig. 10a, our spectrum for end of 1990 is in excellent agreement with the MASS measurement (Golden *et al.* 1994) performed in 89, but with a Climax neutron monitor level of 3350 close to that for period A. Below 3 GeV, the KET spectrum, as well as the MASS spectrum, is significantly above the LEE spectrum measured in 90 (Evenson *et al.* 1995) with a Climax level of 3300 very comparable to that relevant for MASS, while it is the opposite for energies above 3 GeV although with a much smaller factor. It is worth noting that the agreement of our spectrum with MASS and to a lesser extent LEE data at energies above 5 GeV confirms the reliability of our efficiency curves extrapolated in this energy range. For periods, B and D, the only Earth measurements available are from the LEE experiment. For both periods (Fig. 10b, 10d), our spectrum shows the same systematic deviations from the LEE spectrum as the one identified for period A: the KET spectrum is higher than the LEE spectrum below 3 GeV, and lower for higher energies. This systematic deviation which has to arise from systematic errors in the experiments renders hopeless the search for any effect (radial or latitude gradients) from the comparison of our data with the simultaneous LEE data.

3.3.2. Comparison with other measurements at Earth

As it is a key prediction of the drift models, we may investigate the electron spectrum variation during even (20 & 22) and odd (21) cycles. We have plotted all selected data in the Fig. 10 set. Given the uncertainties of the electron spectra, illustrated by the MASS-LEE discrepancy discussed above, the KET spectra are in general agreement with previous measurements made in odd or even cycles at comparable neutron monitor levels.

We will concentrate more on the cycle 21 spectra from the LEE balloon and ICE satellite, which are available for 1979, 1982, 1984 and 1987, as analysed by the Chicago and Bartol groups (Evenson & Meyer 1984; Garcia-Munoz *et al.* 1986; Tuska 1990; Tuska *et al.* 1991). They present the advantage of resulting from the same instruments, analysed with the same

procedures, as the data from cycle 22 discussed above. Relative variations of flux are thus expected to be significant, even if absolute values may be subject to systematic errors. Part of the systematic difference between fluxes obtained by the KET and LEE instruments in cycle 22 is also visible in cycle 21: LEE spectra show higher fluxes at about 5 GeV, with an overall shape following closer the assumed interstellar spectrum than do our spectra. The difference at low energies between the KET and LEE spectra around 1 GeV is however much less marked in cycle 21 than in cycle 22. As a matter of fact, in the region 0.5-1 GeV, the KET spectra tend to show a much better agreement with the cycle 21 data than with the simultaneous cycle 22 data. We must note however that our data are also in better agreement with solar cycle 20 data. Consequently any firm conclusion between odd and even cycles differences cannot be drawn by comparing our measurements with the present set of data.

4. Implications for the interplanetary diffusion coefficient

In this section, we used the variations of the shape of the electron spectra as a function of time to infer qualitative but firm conclusions about the heliospheric diffusion coefficients, in the framework of the one-dimensional (1-D) modulation model we present first.

4.1. Modulation model

We have compared our observations with the simplest modulation model known as the "conventional spherical model", in order to outline then more complex effects. In this model, the particle propagation in the irregular magnetic fields of the heliosphere is represented by a balance between convection, diffusion and adiabatic deceleration in a spherically-symmetric heliosphere filled by a constant solar wind (Axford 1965; Gleeson & Axford 1967, 1968). To first order, the cosmic-ray transport equation may be identified with the equation of a particle in a constant electric field. Its sign changes with the particle charge-sign, so that the model can not explain any charge-sign dependent effect. In this model, the only parameter describing the modulation state is the value of the "modulation potential", expressed as $\phi = 1/3\ \beta R \int_{r_0}^{r_b} V/K_{rr}(r)dr$ with R the rigidity, V the solar wind velocity, and K_{rr} the (radial) diffusion coefficient. The potential represents the integral effect hold on the particle during its path from the heliospheric boundary (r_b) to the observer (r_0). Above some few hundreds of MeV, it may be directly related to the average energy loss suffered by the particles. The first model input parameter is the rb value taken here at 100 AU to match the most recent estimates of 100-120 AU (Gurnett *et al.* 1993; Grzedzielski & Lazarus 1993). Another parameter is the mean solar wind velocity fixed here at 400 km/s. Such parameters do not carry a great significance for the model results, which is only depending on the ϕ value. The main parameters are the diffusion coefficient shape as function of rigidity, and the input interstellar spectrum.

Contrary to protons for which the interstellar spectrum below $\sim$ 500 MeV is virtually unknown, the interstellar electron spectrum is determined by the low energy diffuse gamma-rays measurements within a factor of 3 down to a few MeV. Here we have simply assumed the latest electron spectrum determination consistent with COMPTEL gamma-ray measurements and given by Strong *et al.* (1994).

For the diffusion coefficient, different and more or less complicated shapes have been used in the past to fit the electron spectra (e.g. Cummings *et al.* 1973; Fulks *et al.* 1975; Evenson *et al.* 1979; Potgieter & Moraal 1985). Rather than trying to derive a precise time-dependent shape which would give a perfect fit to our spectra, we have chosen to test the simple shape illustrated in Fig. 11, namely $K_{rr} = \mathrm{K0}\beta$ up to a break rigidity R0, and $K_{rr} = \mathrm{K0}\beta\mathrm{R/R0}$ for rigidities R > R0. This shape reflects the present empirical consensus (Palmer 1982; Bieber *et al.* 1994). No distinction has been made between the diffusion coefficient for protons and electrons, contrary to the theoretical results of Bieber *et al.* (1994) which are are also shown on Fig. 11 (damping model only). These last theoretical shapes were found to fit neither the electron nor the proton spectra, and will thus not been considered in the following. Finally, and for comparison, the coefficients given by Müller-Mellin & Wibberenz (1995) are also displayed on Fig. 11.

The break rigidity, as well as the absolute normalisation are free parameters. We will simply consider two values for R0, 0.1 and 0.8 GV. Note that the 0.1 GV is well below the lowest electron energy we measure, so that this value is equivalent of having no break at all in the rigidity dependence of the diffusion coefficient as long as our data only are concerned. The absolute normalisation will be fitted for each period and is equivalently expressed by the rigidity independent value of ϕ computed from the power law part of K_{rr}/β.

4.2. Estimates of modulation depth

The proton spectra derived from the KET data, as outlined in Sect.2.5, are displayed on the left panels of Fig. 12a,b,c,d for the four periods A, B, C, and D. They show the progressive flux increase due to mixed solar recovery and spatial effects. We have used these spectra to derive the modulation depth, namely the parameter ϕ, assuming the interstellar spectrum of protons. This spectrum was taken from a standard Galactic propagation of cosmic-rays, in the Leaky-Box model using the latest determination of the escape length value (Webber 1993; Ferrando 1994), and adequately fits available proton measurements. Our results are weakly dependent on the exact shape of this spectrum; for example, using the interstellar spectrum of Seo *et al.* (1991) yields ϕ values which differ at most by $\sim$ 100 MV. Finally, the value of f was determined only for the R0 value of 0.1 GV.

The KET proton spectra are well-described by this model when fitting the potential value, as can be seen in the set of figures 12. The value range corresponding to each period is reported in the column 4 of Table 4. Proton spectra show indeed the classical pattern with the spectral index equal to $\sim$ 1 at low energies, as expected because of the important adiabatic deceleration for protons at these energies. All of the four spectra are clearly fully consistent with the R0 value of 0.1 GV (equivalent to no break in the coefficient shape for our data), represented by the dashed lines in Fig. 12. On the set of figures 12 are also plotted the proton spectra calculated with R0 of 0.8 GV (full line), assuming the same value than for R0 = 0.1 GV. For the first two periods, the calculated curves are as consistent with our data as the curves with R0 = 0.1 GV. For the last two periods, which have a lower modulation level, the difference between the two choices of R0 is larger, and our pro-

ton spectra favour the low R0 value. The difference is however small, contrary to the electron case discussed below.

4.3. Electron spectra and implications for the diffusion coefficients

The right side panels of Fig. 12a,b,c,d display our electron measurements together with the calculated modulated spectra. As mentioned above, the ϕ value was fixed to fit the proton spectra. Then the same ϕ value was used to compute the modulated electron spectrum, which is presented with the two options of 0.1 GV (dashed lines) and 0.8 GV (full lines) for the break rigidity R0 of the diffusion coefficient.

As has been since long emphasized (e.g. Moraal and Potgieter 1982), the electrons at low rigidities are still relativistic, and therefore their modulated spectrum at low energies reflects the rigidity dependence of the diffusion coefficient more than the proton spectrum does. Thus, recalling the functional form of K_{rr} chosen in Sect. 4.1, we expect that for R < R0 (K_{rr}/β constant) the modulated spectrum would tend to be parallel to the interstellar spectrum. This is indeed the case as can be seen on the Fig. 12 set. For all periods, the curves with the two R0 options differ by one order of magnitude at 300 MeV for electrons, whereas the proton curves show a significant difference only the two last periods, the maximum difference being of a factor of 2 at 50 MeV.

For all periods, our electron spectra above 1 GeV are rather well accounted by our simple modelling, assuming a diffusion coefficient proportional to R at high rigidities. This simultaneous fit of high energy electrons together with protons in the full energy range of KET is quite remarkable since no special attempt has been made to fine-tune the interstellar spectra, the diffusion coefficient shape at high rigidities, or the ϕ value.

The situation at low electron energies is different. While the protons do not give any significant indication of a change of R0, the electron spectra indicate a R0 value close to 0.8 GV for periods A and B, while a much lower R0 value is needed for period C and D. A constant value R0 for the four periods is excluded by our electron data, in this 1-D model.

The relative lower modulation below 0.5 GeV may thus be tentatively understood in terms of a decrease of the diffusion coefficients break rigidities at low energies, from $\sim$ 0.8 GV for period A to at least $\sim$ 0.3 GV (our lowest energy) for period D when the modulation is the weakest. The proton spectra are consistent with this decrease of the break rigidity from period A to D, but, because of their poorer response to a change of R0, they would also be well accounted for by a constant low R0 value. The large R0 value for periods A and B suggests a constant mean free path at low rigidities for these periods, presumably large although this simple 1-D model does not allow to derive a meaningful absolute value. This constancy may extend to a few MV, corroborating our previous results based on the observation of Jovian electrons in the inner heliosphere (Ferrando *et al.* 1993; Rastoin *et al.* 1995b).

5. Electron-to-proton ratio

The electron singular behaviour observed in the past was one of the motivations to go to more complex models. Contrary to protons, 5 GeV electrons did not recover any "standard" flux level at the two previous minima (Tuska *et al.* 1991). Such modulation splittings between electrons and protons have been observed around 1 GV (Rockstroh 1977). At such rigidities, electrons and protons are both relativistic and the difference of sign of charge was invoked to explain differences between electrons and protons, either through drift effects (Kota & Jokipii 1983; Jokipii & Kota 1991; Potgieter & Burger 1990) or through helicity effects (Bieber *et al.* 1987; Bieber & Burger 1990). Gathering simultaneously data on hadrons and electrons, KET permits us to reopen the issue on the singular electron behaviour and to investigate the charge-sign effects in this third solar cycle round of observations.

As mentioned in Section 2, we have defined three electron subchannels with average rigidities very close of those of the hadron channels at 0.9, 2.5, 3.0 GV, and a fourth one with an average rigidity of 7 GV comparable to the 8 GV average rigidity of the P4000 proton channel (Tables 1 and 2). Note that three of these hadron channels (P116, P190, P4000) are proton channels, while the A190 channel is an alpha particle channnel. Since no difference is expected at these energies for the modulation of protons and helium, we will simply refer to these hadron channels as proton channels in the following. As already pointed out, the value of a channel mean rigidity evolves with time following the spectral variations. For each couple of channels, as E300-A and P190 for example, the electron and proton rigidities track each other within 10 % from 90 to 94. The 26-day averaged time variations of the four ratios of the electron and proton counting rates are shown on Fig. 13. The Ulysses distance to the Sun and the spacecraft heliolatitude are given on the top of the figure.

During the first in-ecliptic phase of the Ulysses mission, the electron to proton ratios decreases with time with large short-term variations. Even if we have averaged on the solar rotation period, and selected quiet-time periods, the recovery of Forbush decreases is superimposed to the long-term variations. This time interval 1990-1992 also corresponds to the ending of the field reversal. This field reversal time also coincided during previous cycles with abrupt variations of electron-to-proton ratios (Garcia-Munoz *et al.* 1986, 1991; Tuska 1990). The lower the rigidity, the larger the ratio decreases.

This ratio decrease by itself is not indicative of a signe of charge dependence of the solar modulation. It can simply reflect a different speed of recovery of flux between electrons and low energy protons, i.e. a time lag to reach the maximum flux level. At a certain time depending on the particle rigidity, each observed ratio reaches a constant level, which has been taken as the normalisation factor for the figures. This time comes later for lower rigidity particles, probably indicating increasing time lags with decreasing rigidities of the solar modulation recovery.

Since the beginning of 1993 up to the last data presented in this paper, the electron/proton ratio has stayed constant at all energies, although Ulysses has spanned more than 65° in heliographic latitude and 3 AU in radial distance. As a matter of fact, our observation at Ulysses, with different rigidities and spanning a large range of latitude and radial distance, is completely similar to that made by Garcia-Munoz *et al.* (1986) for the electron/helium ratio at 0.8 GV, with data collected at 1 AU in the ecliptic plane. This ratio was found to decrease around the period of the solar magnetic field reversal of 1970, and then stayed constant up to the next field reversal.

This similar behaviour at Ulysses of electrons and protons with the same rigidity obviously integrates both spatial and temporal effects, which cannot be disentangled for electrons because of the lack of adequate Earth baseline measurement.

However, it would be an extraordinary coincidence that spatial and temporal effects are different for electrons and for protons but that their combination would result in the same recovery along the Ulysses trajectory. We are thus suspecting that electrons and protons have, during 1993 and 1994, identical recoveries at 1 AU, as well as identical radial and latitude gradients.

6. Discussion

The strangeness of cycle 20 has been the subject of much debate, with its "mesa" shape for protons compared to "pointy" for cycles 19 and 21 being a strong qualitative argument in the development of modulation models including drifts (Jokipii & Thomas 1981). If drifts were of significant importance during that part of cycle 22, we should have observed greater positive proton latitudinal gradients, and probably an evolving electron/proton ratio instead of the constant one during 93 and 94.

The drift models, in their standard form (Parker magnetic field, and full drifts), predict that at Earth, proton and electrons time profiles should show opposite shapes (mesa versus pointy). This results in an increasing electron/proton ratio with time, or equivalently with the decrease of the tilt angle of the heliospheric neutral sheet (e.g. Potgieter & Burger 1990). The standard drift models also predict positive latitude gradients for protons for this qA>0 cycle, as was shown for example by Haasbroek & Potgieter (1995). Regarding electron predictions, Haasbroek *et al.* (1994) have calculated that the flux of GeV electrons above the poles should be enhanced compared to its equatorial value for standard drift models, i.e. show a strong net positive latitudinal gradient. This effect is dependent on the radial distance and energy; the enhancement is by a factor of 2 at 1 AU and 1 GeV. They however show that this enhancement is very model dependent. For example, changing the parallel diffusion coefficient $K_{\parallel}$ radial dependence from a 1/B, i.e $\sim r^2$ at the pole, to a (1+r) dependence results in a polar flux, at 1 GeV and 1 AU, which is $\sim$ 30 % less than in the equatorial plane, i.e. that the electrons show in that case a small negative latitudinal gradient.

Unfortunately there is not yet any prediction which combines time and latitude dependence for the electrons. We can only stress again that in 93 and 94, the very flat electron/proton ratios observed along the Ulysses trajectory would require a very fine tuning of the parameters to be accounted for, and thus probably indicates no sign of charge dependence of the solar modulation.

The small latitudinal gradient measured for protons with Ulysses (e.g. Heber et al. 1995) are also not consistent with modulation models with full drifts. This is in fact not very surprising in view of previous works, which have shown that drifts play a dominant role only around solar minima. More precisely, measuring the solar minimum condition with the tilt angle α value of the heliospheric neutral sheet, Le Roux & Potgieter (1990) were successful in fitting cosmic ray data only when α was lower than about 25°. A similar conclusion was reached by Krainev & Webber (1993), who show that electrons and protons in the last solar minimum were significantly sensitive to alpha only when a was less than 20o. Since the tilt angle was above 30 up to mid-94, our results confirm these previous works suggesting the non applicabilty of drift theories for large values of α.

Presumably, during these periods of large tilt angles, the modulation dynamics is dominated by the effect of Merged Interaction Regions (MIRs, Burlaga *et al.* 1985) which were indeed shown to be responsible for the modulation steps and plateaus (McDonald *et al.* 1993). This role was also assessed theoretically by Potgieter *et al.* (1993) and Perko (1993), provided that MIRs have a large spatial extent.

We give below other arguments that may be put forward in order to explain both the small latitude gradients observed by KET and the similar behaviour of electrons and protons in 93 and 94.

First, there is still the question that our measurements include both negatrons and positrons. Although the positron fraction in cosmic rays is not well determined, the present observations indicate that this fraction is less than 20 % in the energy range we consider (e.g.Golden *et al.* 1994). Although the positron fraction is expected to strongly vary with the solar cycle in drift models at low energy (Moraal *et al.* 1991), the amplitude of the effect on the relatively small positron fraction cannot change drastically the model predictions and explain the electron modulation reluctance at some GeV (Jokipii & Kota 1991).

A more important argument concerns one of the main difficulties of modulation models, which is to use a realistic interplanetary magnetic field description. The solar pass of Ulysses has revealed more perturbations in the field than was previously foreseen (Balogh *et al.* 1995, Smith *et al.* 1995). With increasing latitudes, transverse field variations increase, caused by large-amplitude long-period Alfvenic fluctuations. This may partly explain the reduced latitudinal effects, as was first pointed out by Jokipii & Kota (1989).

In this context, our spectral results of a constant modulation at 300 MeV, and their implications in a 1-D modulation model regarding the change of rigidity dependence of K_{rr} with time or latitude are particularly relevant. If we are indeed seeing a latitude effect, the decrease of R0 with latitude, or equivalently the relative decrease of the radial mean free path at low energies, might be related to the increase of the observed magnetic fluctuations over the Sun's pole. It is also worth noting that K_{rr} is in fact a latitude dependent combination of $K_{\parallel}$ and $K_{\perp}$ (e.g. Müller-Mellin & Wibberenz 1995). Above the poles $K_{rr} = K_{\parallel}$, while $K_{\perp}$ plays the most important role in the equatorial plane. The effect we are seeing might thus indicate different rigidity dependences of $K_{\parallel}$ and $K_{\perp}$. An Earth baseline for electrons is unfortunately crucially missing to test these hypothesis.

The electron data and their hadron counterpart presented in this paper are adding a completely new material for the study of the solar modulation, thanks to the successful Ulysses mission. They already constrain the theoretical models , especially on the debated question of the rigidity and latitude dependence of the diffusion coefficients. Clearly, our results deserve a more complete study than the simple 1-D approach we have taken.

Our observations have spanned a period from close to solar maximum to close to solar minimum, in which there was no visible drift effect on the modulation. This could be expected from previous works confined to the ecliptic, on the basis of the tilt angle values. If the tilt angle falls rapidly towards lower values, then the data collected by Ulysses on its way to the Northern polar regions reached in Summer 95 will be extremely

valuable to definitely assess the importance of drifts for solar modulation.

Acknowledgments. C. Rastoin acknowledges the financial support of the Ecole Polytechnique for her work. Ph. Ferrando thankfully acknowledges the hospitality of the University of Potchefstroom where he has profited of fruitful discussions with M.S. Potgieter and L.J.Haasbroek. We are also grateful to P. Evenson for helpful discussions and to W.R. Webber for the use of his numerical interstellar proton spectrum and fruitful data comments. The Climax neutron monitor were kindly provided by K.R. Pyle, of University of Chicago, under NSF Grant ATM-9215122.

References

Axford W.I., 1965, Planet. Space Sci. 13, 115

Balogh A., Smith E.J., Tsurutsani B.T., et al., 1995, Sci., in press

Bieber J.W., Burger R.A., 1990, ApJ 348, 597

Bieber J.W., Evenson P., Matthaeus W.H., 1987, Geophys.Res.Lett. 14, 8, 864

Bieber J.W., Matthaeus W.H., Smith C.W., et al., 1994, ApJ 420, 294

Burger J.J., Swanenburg B.N., 1973, J.Geophys.Res. 78, 292

Burger J.J. Swanenburg B.N., 1974, J.Geophys.Res. 79, 1533

Burlaga L.F., McDonald F.B., Goldstein M.L., Lazarus A.J., 1985, J.Geophys.Res. 90, 12027

Cummings A.C., Stone E.C., Vogt R.E., 1973, Proc. 13th Int. Cosmic Ray Conf. (Denver), 1, 340

Daugherty J.K., R.C. Hartman, and P.J. Schmidt , 1975, ApJ 198, 493

Dröge W., 1994, in: "Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conf. (Calgary), Invited, Rapporteur and Highlight Papers", Leahy, Hicks and Venkatesan Eds, World Scientific Publ. Cy, 185.

Evenson P., Meyer P., 1984, J.Geophys.Res. 89, 2647

Evenson P., Caldwell J., Jordan S., Meyer P., 1979, J.Geophys.Res. 84, 5361

Evenson P., Tuska E., Esposito J., Meyer P., 1991, Proc. 22th Int. Cosmic Ray Conf. (Dublin), 3, 505

Evenson P., Huber D., Tuska-Patterson E., et al., 1995, J.Geophys. Res., in press

Ferrando P., 1994, in: Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conf. (Calgary), Invited, Rapporteur and Highlight Papers", Leahy, Hicks and Venkatesan Eds, World Scientific Publ. Cy, 279.

Ferrando P., Ducros R., Rastoin C., Raviart A., 1993, Planet. and Space Sci. 41, 839

Fisk L.A., 1979, in: Interaction of Energetic Particles with the Solar Wind in Solar System, vol 1, edited by C.F. Kennel, L.J. Lanzerotti and E.N. Parker, p.117, North-Holland, New York

Fulks G.J., 1975, J.Geophys.Res. 80, 1701

Garcia-Munoz M., Meyer P., Pyle K.R., Simpson J.A., 1986, J.Geophys.Res. 91, 2858

Garcia-Munoz M., Meyer P., Pyle K.R., Simpson J.A., Evenson P., 1987, Proc. 20th Int. Cosmic Ray Conf. (Moscow), 3, 303

Garcia-Munoz M., Meyer P., Pyle K.R., et al., 1991, Proc. 22nd Int. Cosmic Ray Conf (Dublin), 3, 497

Gleeson L.J., Axford W.I., 1967, ApJ 149, L115

Gleeson L.J., Axford W.I., 1968, ApJ 154, 1011

Golden R.L., Grimani C., Kimbell B.L., et al., 1994, Ap.J. 436, 769

Grzedzielski S., Lazarus A.J., 1993, J.Geophys.Res. 98, 5551

Gurnett D.A., Kurth W.S., Allendorf S.C., Poynter R.L., 1993, Sci. 262, 199

Haasbroek L.J., Potgieter M.S., 1995, Space Sci. Rev. 72, 385

Haasbroek L.J., Potgieter M.S., Webber W.R., 1994, Poster paper of the "Second Pioneer-Voyager Symposium on Energetic Particles and Fields in the Outer Heliosphere", held at University of New Hampshire, June 1-3 1994, unpublished.

Hall D.L., Humble J.E., Duldig M.L., 1993, Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conf. (Calgary) 3, 679

Heber B., Raviart A., Paizis C., et al., 1995, Space Sci. Rev. 72, 391

Hoeksema J.T., 1992, in: Solar Wind Seven, ed. by Marsch and R. Schwenn, Pergamon Press, Oxford, p.191

Jokipii J.R., Thomas B., 1981, ApJ 243, 1115

Jokipii J.R., Kota J., 1989, Geophys.Res.Lett. 16, 1-4

Jokipii J.R., Kota J., 1991, Proc. of the 22nd Int. Cosmic Ray Conf. (Dublin), 3, 569

Kota J., Jokipii J.R., 1983, ApJ 265, 573

Kunow H., Dröge W., Heber B., et al., 1995, Space Sci. Rev. 72, 397

Krainev M.B., Webber W.R., 1993, Proc. 23rd Int. Cosmic Ray Conf. (Calgary) 3, 551

Le Roux J.A., Potgieter M.S., 1990, ApJ 361, 275

McDonald F.B., Lal N., McGuire R.E., 1993, J.Geophys.Res. 98, 1243

McKibben R.B., Connell J.J., Lopate C., Simpson J.A., Zhang M., 1995, Space Sci. Rev. 72, 367

Moraal H., 1993, Nuclear Physics B (Proc. suppl.) 33A, B, 161

Moraal H., Potgieter M.S., 1982, Astroph. and Space Sci. 84, 519

Moraal H., Jokipii J.R., Mewaldt R.A., 1991, ApJ 367, 191

Müller-Mellin R., Wibberenz G., 1995, Space Sci. Rev. 72, 273

Paizis C., Heber B., Raviart A., et al. , 1995, Proc. of the 24th Int. Cosmic Ray Conf. (Roma), submitted

Palmer I.D., 1982, Rev. of Geophys. and Space Phys. 20, 335

Perko J.S., 1993, J.Geophys.Res. 98, 19,027

Potgieter M.S., 1994, in: Proc. of the 23rd Int. Cosmic Ray Conf. (Calgary), Invited, Rapporteur and Highlight Papers, Leahy, Hicks and Venkatesan Eds, World Scientific Publ. Cy, 213.

Potgieter M.S., Moraal H., 1985, ApJ 294, 425

Potgieter M.S., Burger R.A., 1990, A&A 233, 598

Potgieter M.S, Haasbroek L.H., 1993, Proc. 23rd Int.Cosmic Ray Conf. (Calgary), 3, 457

Potgieter M.S., LeRoux J.A., Burlaga L.F., McDonald F.B., 1993, Ap.J. 403, 760

Rastoin C., Ducros R., Ferrando P., et al., 1995a, Adv. Space Res. 16, N9, 255

Rastoin C., Ducros R., Ferrando P., et al., 1995b, J.Geophys.Res., submitted

Raviart A., Ducros R., Ferrando P., et al., 1995, Space Sci. Rev 72, 409

Rockstroh J.M., 1977, PhD Thesis, University of New Hampshire

Seo E.S., et al., 1991, ApJ 378, 763

Simpson J.A., 1989, Adv. Space Res. 9, N4, 5

Simpson J.A., 1992, Annals of the New York Academy of Science 655, 95

Simpson J.A., Anglin J.D., Balogh A., et al., 1992, A&AS 92, 365
Simpson J.A.,Anglin J.D., Connell J.J., et al., 1995, Sci., in press
Smith E.J., Neugebauer M., Balogh A., et al., 1995, Space Sci. Rev. 72, 165
Strong A.W., Bennett K., Bloeen H., et al., 1994, A&A 292, 82
Tuska E., 1990, PhD Thesis, Bartol University
Tuska E., Evenson P., Meyer P., 1991, ApJ 373, L27
Webber W.R., 1983, in: Composition and Origin of Cosmic-Rays, M.M. Shapiro Ed., Reidel Publ. Cy, 83
Webber W.R., 1993, private communication
Webber W.R, Rockstroh J.M., 1973, J.Geophys.Res. 78, 1
Webber W.R., Kish J., Rockstroh J.M., 1973, Proc. 13th Int. Cosmic Ray Conf. (Denver) 2, 760
Webber W.R., Simpson G.A., Cane H.V., 1980, ApJ 236, 448

This article was processed by the author using Springer-Verlag LaTeX A&A style file 1990.

Figure captions:

Fig.1: Schematic cross-section of the KET telescope

Fig.2: Electron subchannel geometric factors
a) for the electron subchannels E300-1;5 used for the spectral analysis
b) for the electron subchannels E300-A;D used for the comparison with hadrons.

Fig.3: C2-S2 channel number distribution: calibration with 5 GeV protons (with "tilted" and "normal" incidence angles) and 0.3, and 2 to 5 GeV electrons.

Fig.4: C2-S2 channel number distribution of inflight data with the same format as Fig.3

Fig.5: Histogram of events, built perpendicularly to the dashed line of Fig.4, and for events inside the box in Fig.4. The histogram is indexed as a function of S2 along the dashed line.

Fig.6: Time profiles of the electron (mid-panel) and hadron subchannel (top panel) sets A-D along the whole Ulysses trajectory. At the top of the figure are given the distance of Ulysses to the Sun as well as its heliographic latitude. The selected quiet-time periods used in the spectral analysis are shown in the bottom panel with the low-energy channel counting rate indicating the solar-activity and the shock occurrences at Ulysses.

Fig.7: Ulysses orbit. The selected quiet-time periods A-D are overplotted on the trajectory.

Fig.8: KET electron spectra for the four selected periods.

Fig.9: Ratios of spectra of periods A, B, and C to the spectrum of period D.

Fig.10a,b,c,d: the KET electron spectra (solid line) compared with previous measurements. The interstellar spectrum (thick dashed line) is from Strong *et al.* (1994). The references for the spectra from other experiments are the followings. 1970: Fulks (1975), Evenson *et al.* (1979), Burger and Swanenburg (1973). 1971: Evenson *et al.* (1979), Webber and Rockstroh (1973), Burger and Swanenburg (1973), Webber *et al.* (1973). 1972: Fulks (1975), Daugherty *et al.* (1975), Burger and Swanenburg (1974). 1979-1984: Evenson and Meyer (1984), Tuska (1991). 1989-1994: dashed line connected spectra, Golden *et al.* (1994), Evenson *et al.* (1995).

Fig.11: $K\pi/\beta$ as function of rigidity, for electrons and protons. The two choices of functions which are used for the spectral simulations of Fig.12 are plotted (solid and long-dashed lines). For comparison, the theoretical results from Bieber *et al.* (1994) and the working hypothesis of Müller-Mellin and Wibberenz (1995) are plotted resp. in dashed and dotted lines. Absolute values have been normalised for a 1200 MV modulation potential within the conventional model framework.

Fig.12a,b,c,d:
left side panels : the KET proton spectra for the quiet-time periods A-D. For each period, the interplanetary spectrum (Webber 1993) is plotted together with the two spectra (solid lines) corresponding to the value of ϕ indicated in the figure. The modulated dashed lines and full lines are corresponding to the two choices of R_0 for the diffusion coefficient (Fig.11).

right side panels : the KET electron spectra for the quiet-time periods A-D compared to modulation predictions. The interstellar spectrum (upper line)is from Strong *et al.* (1994). Modulated Spectra (solid lines) have been computed using two different hypotheses (solid and dashed lines) for the diffusion coefficient, as shown on Fig.11.

Fig.13: Electron-to proton ratios observed by KET at different rigidities. The time profiles of the counting rates ratios are shown using the electron subchannels E300-A;D (Fig.2b, Table 2) and the hadron channels H-A;D (Table 1).

Table captions :
Table 1: Definition of KET proton subchannels
Table 2: Definition of KET electron subchannels
Table 3: KET calibrations of the high-energy particle response.
Table 4: Listing of the selected periods with Climax counting rates and the Ulysses heliospheric location

Table 1: Hadron subchannels of the KET Experiment

Hadron subchannel	definition	FWHM Energies GeV	Mean rigidity Period A-D GV
P-1	P32-1.	0.034-0.069	0.3
P-2	P32-2	0.069-0.106	0.4
P-3	P32-3	0.10- 0.13	0.5
P-4	P116	0.145-0.3	1.0-0.8
P-5	P190	0.285-2.35	2.7-2.2
P-6	P4000 (*)	2.35-5	4.4-4.3
H-A	P116		
H-B	P190		
H-C	A190	0.26-1.8	3.0-2.7
H-D	P4000	>2.35	9.3-7.5

Table 2: Electron subchannels of the KET Experiment

Electron subchannel	FWHM Energies GeV	Mean rigidity Period A-D GV
E300-1	0.2-1.3	0.8-0.9
E300-2	0.3-1.8	1.2-1.1
E300-3	0.5-3.8	1.8-1.5
E300-4	0.9-4.6	2.3-1.9
E300-5	3.3-	6.4-5.8
E300-A (1+2)	0.25-1.5	1.0-0.9
E300-B	0.9-4.6	2.6-2.2
E300-C	1.3-14.1	3.0-2.6
E300-D	3.4-	7.0-6.4

Table 3: KET calibrations

Year	Location	Particule beam
1984	DESY	e^-: 150-5000 MeV
1985	BONN	e^-: 30-1200 MeV
1985	ORME	e^+:7.5-175 MeV
1985	CERN/PS	p: 1-5 GeV

Shortenings
DESY: Deutsches Elektronen SYnchrotron I
BONN: Physikalisches Institut, Universität Bonn (Synchrotron 2.5 GeV)
ORME: Accélérateur Linéaire, Gif sur Yvette
CERN/PS: Centre Européen pour la Recherche Nucléaire, Plateforme synchrotron

Table 4: Selected Periods

Period	starting day of the 104-day period	Ulysses latitude (S)	Uls-Sun distance	Modulation Potential	Climax counting rate
		Degree	AU	MV	
A	90-300	-5.0: 2.6	1.0: 2.0	1050-1350	3540-3700
B	92-194	13.7: 19.0	5.3: 5.2	750-850	3900-3930
C	93-192	34.4: 42.1	4.5: 4.2	600-650	4040-4090
D	94-191	72.1: 74.8	2.7: 2.0	500-550	4075-4130

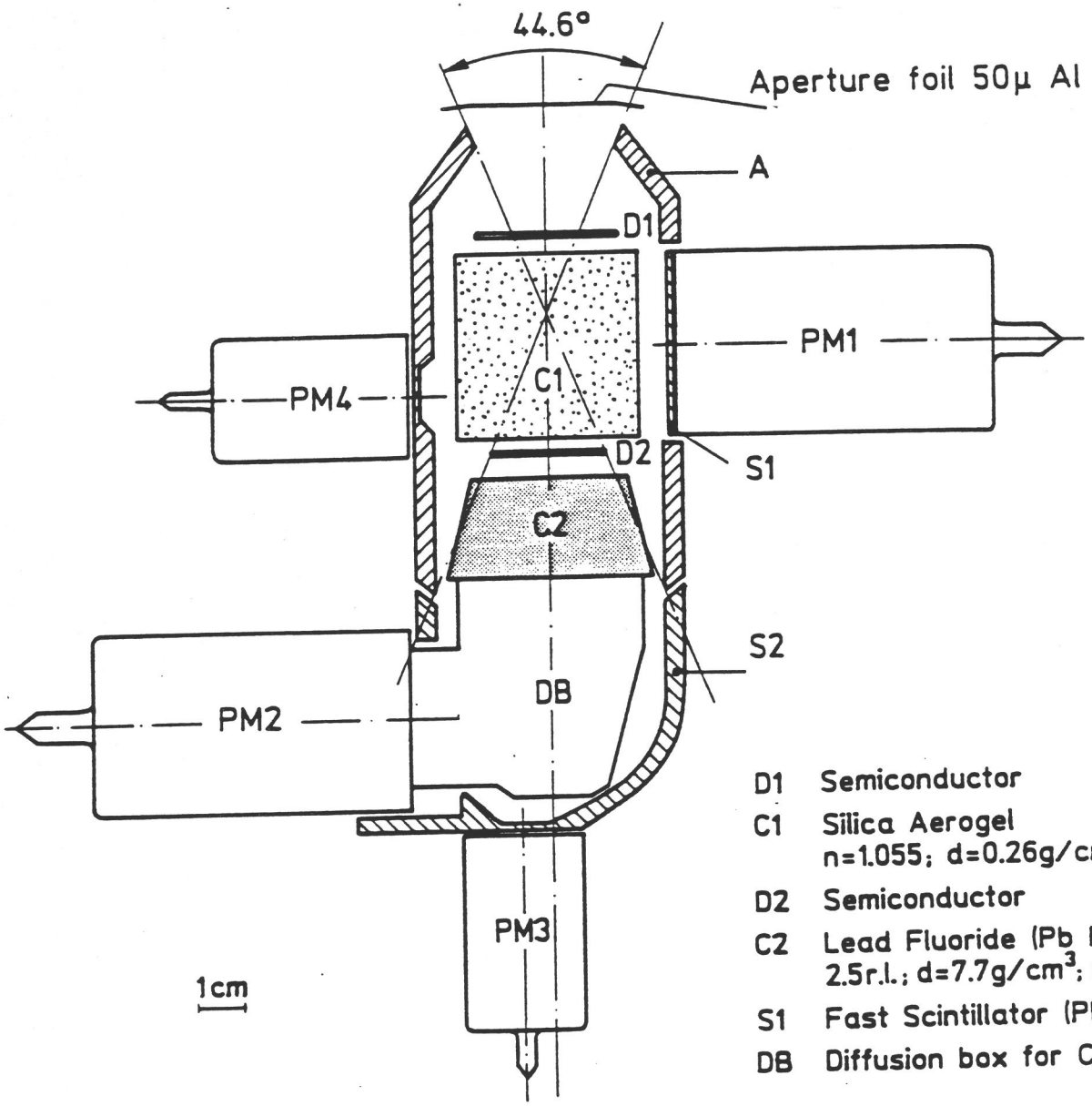


Fig. 1 Rastoin et al.

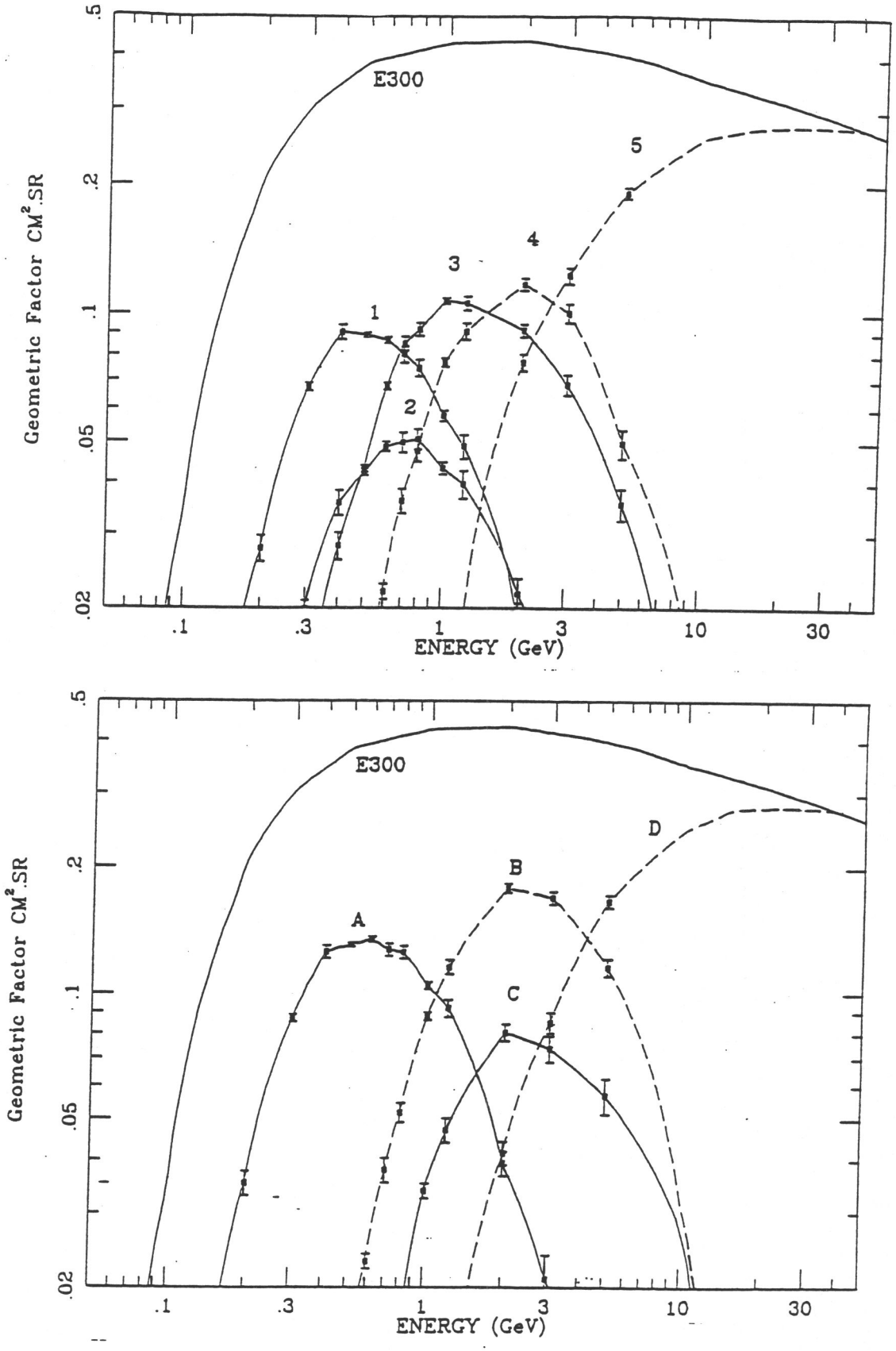


Fig. 2 Restaino et al

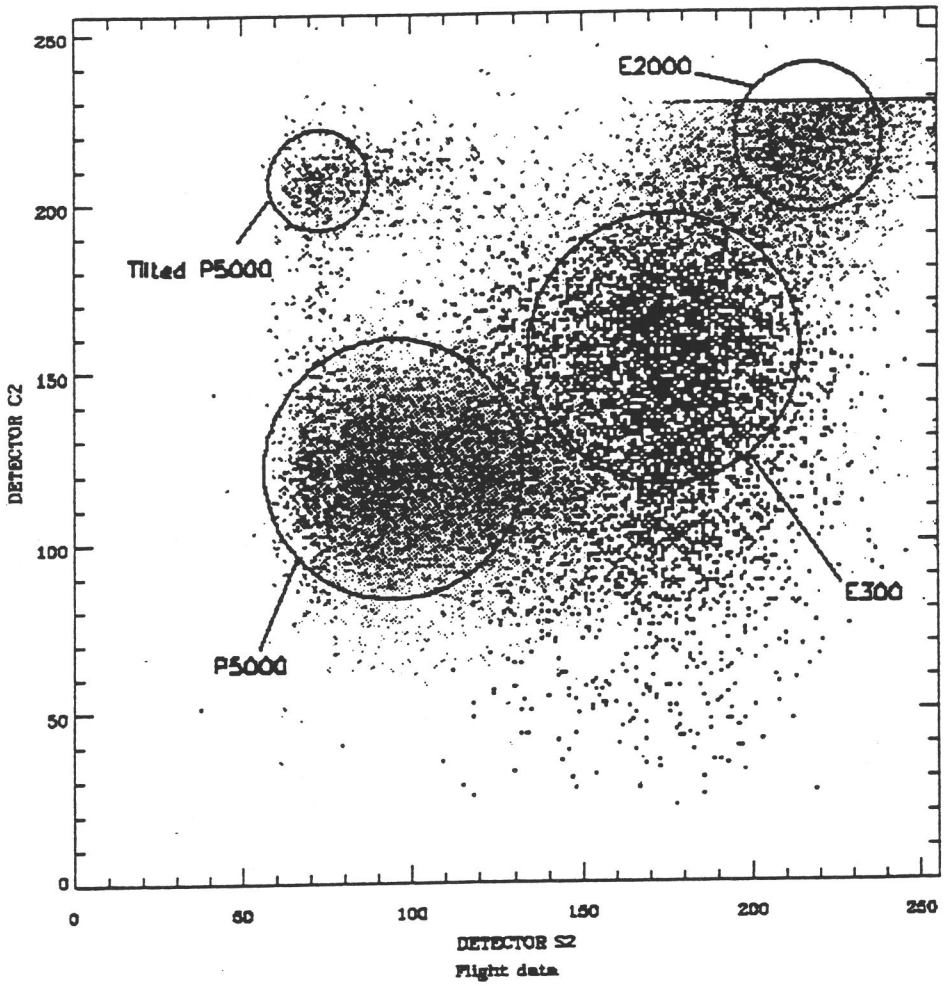

E2000
Tilted P5000
E300
P5000
DETECTOR C2
DETECTOR S2
Flight data
0
50
100
150
200
250

Fig. 3

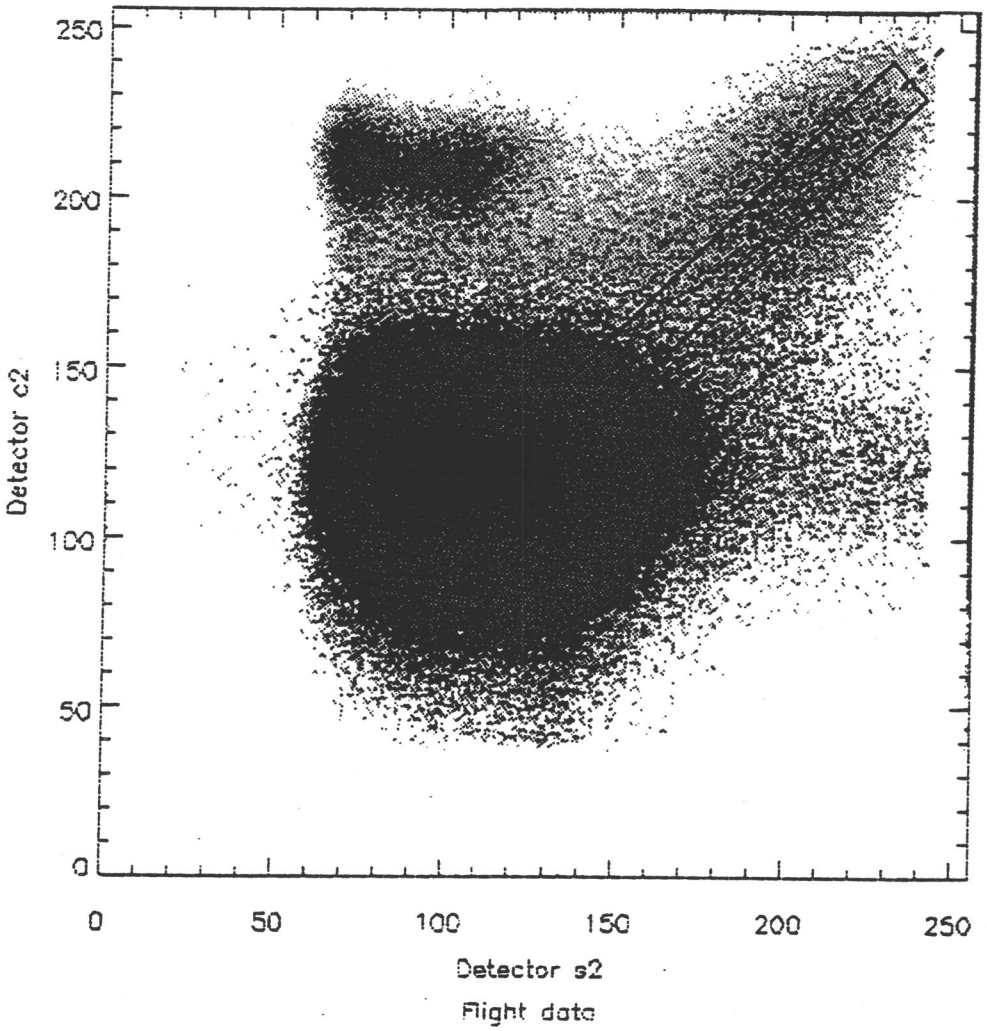


Fig. 4 Rastin et al.

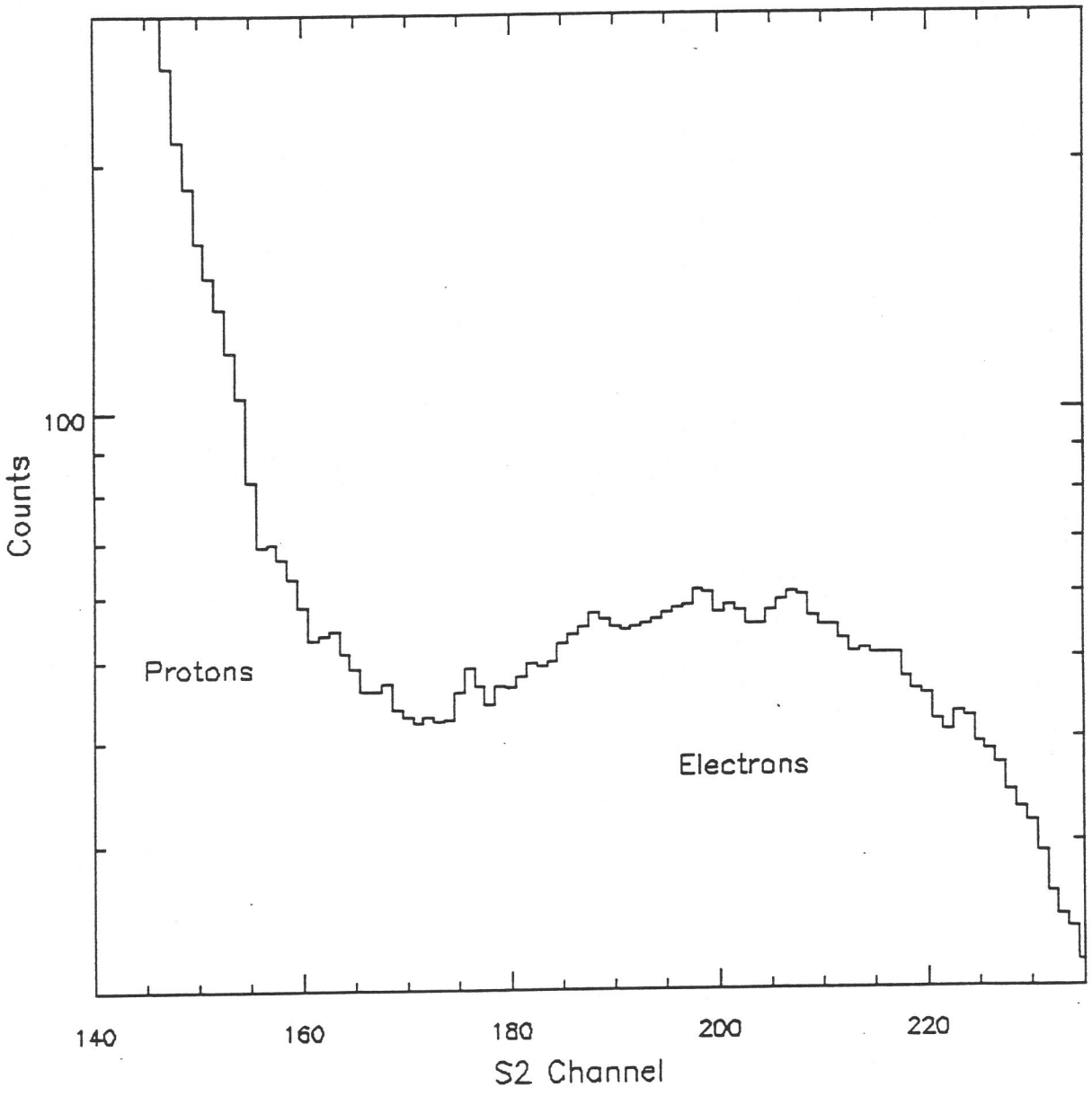


Fig. 5 Rastoin et al.

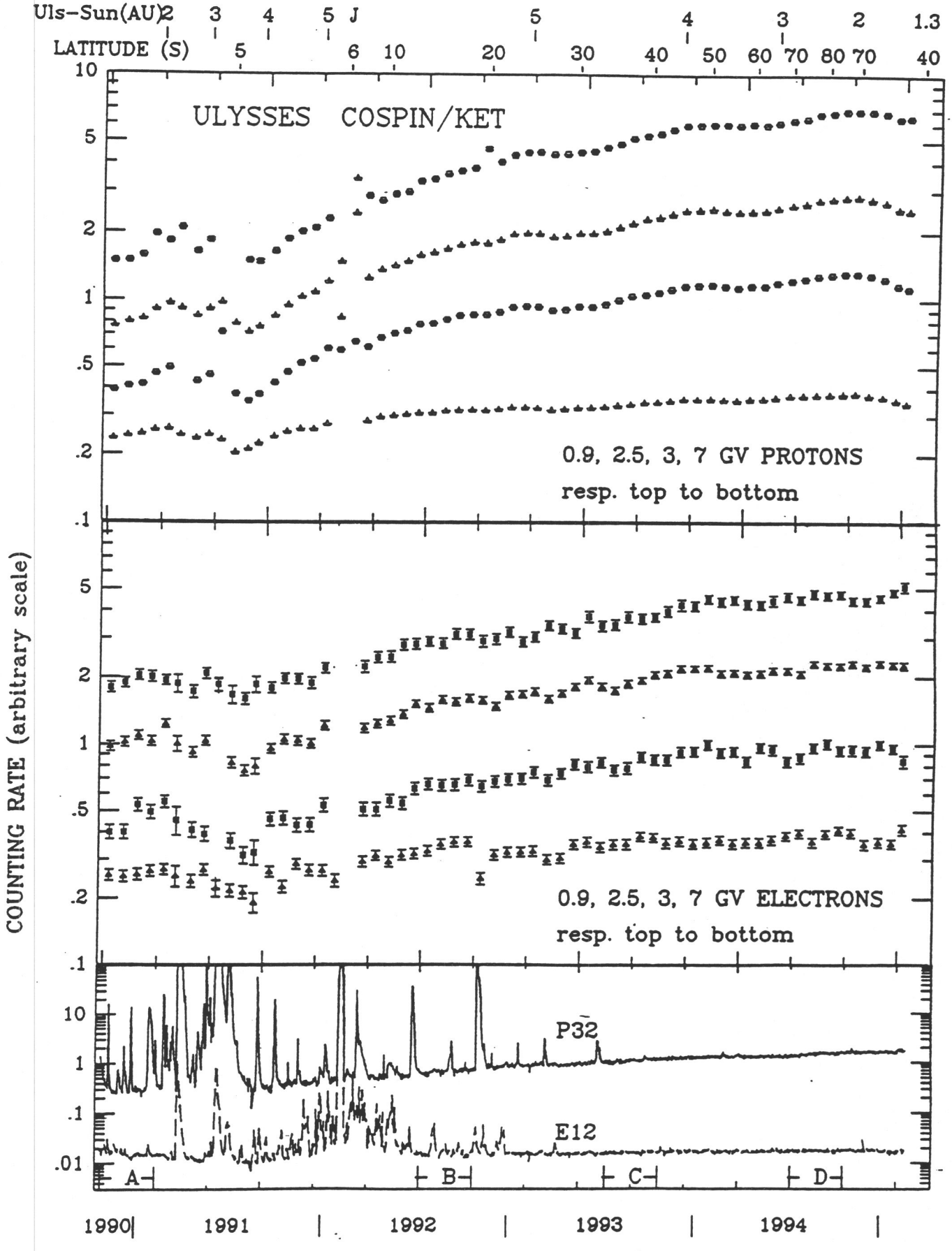


Fig. 6 Rastoin et al

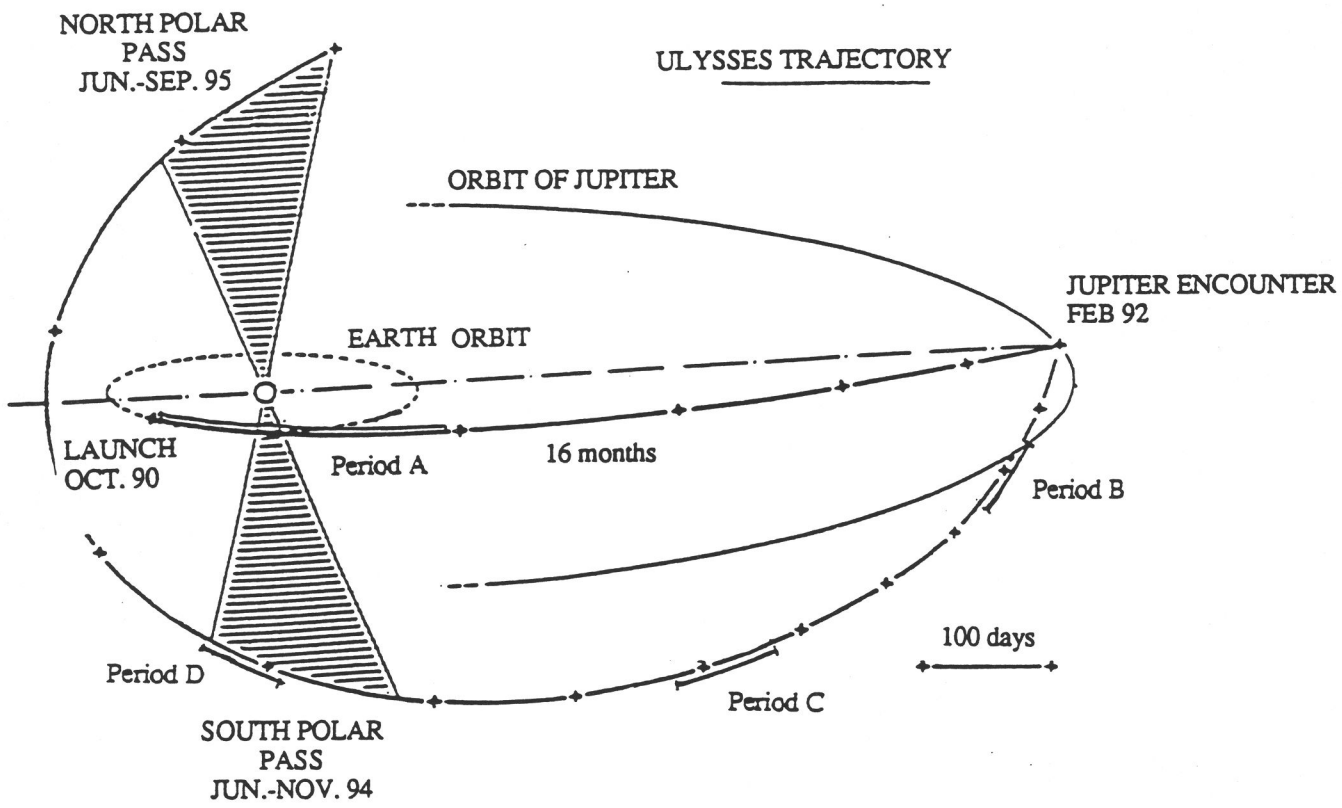

NORTH POLAR
PASS
JUN.-SEP. 95
ULYSSES TRAJECTORY
ORBIT OF JUPITER
JUPITER ENCOUNTER
FEB 92
EARTH ORBIT
LAUNCH
OCT. 90
Period A
16 months
Period B
100 days
Period D
Period C
SOUTH POLAR
PASS
JUN.-NOV. 94

Figure 7

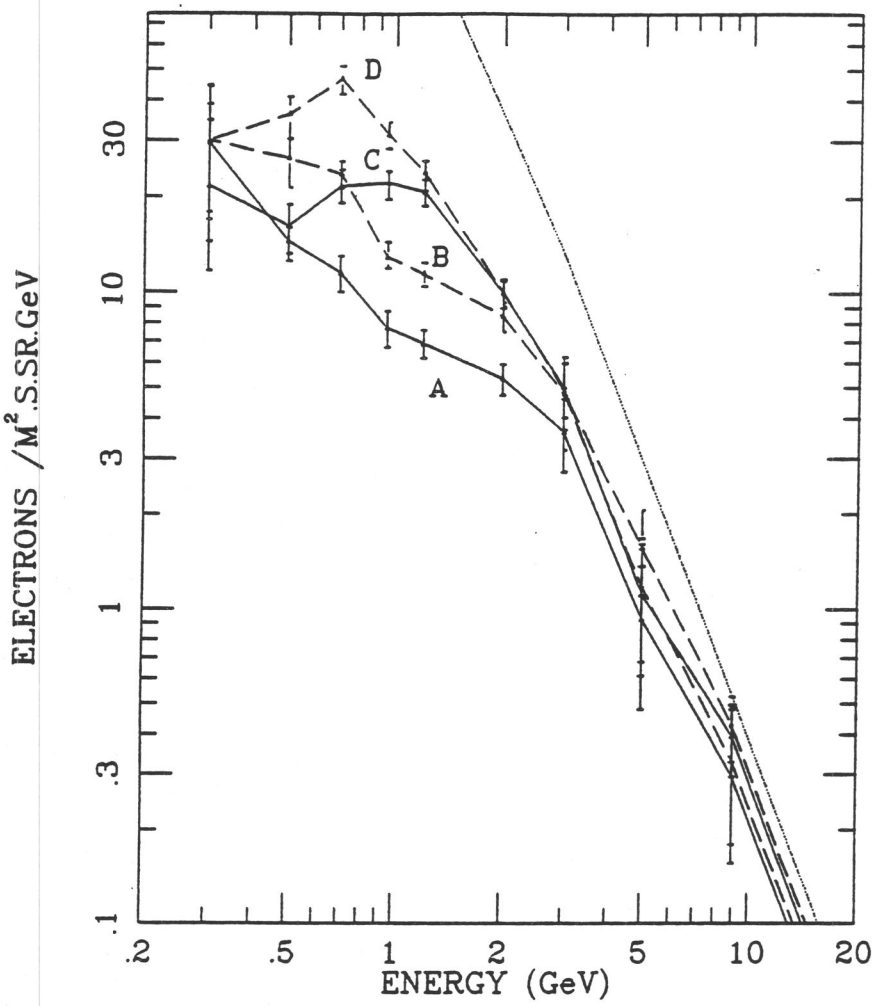


Fig. 8 Rastoin et al.

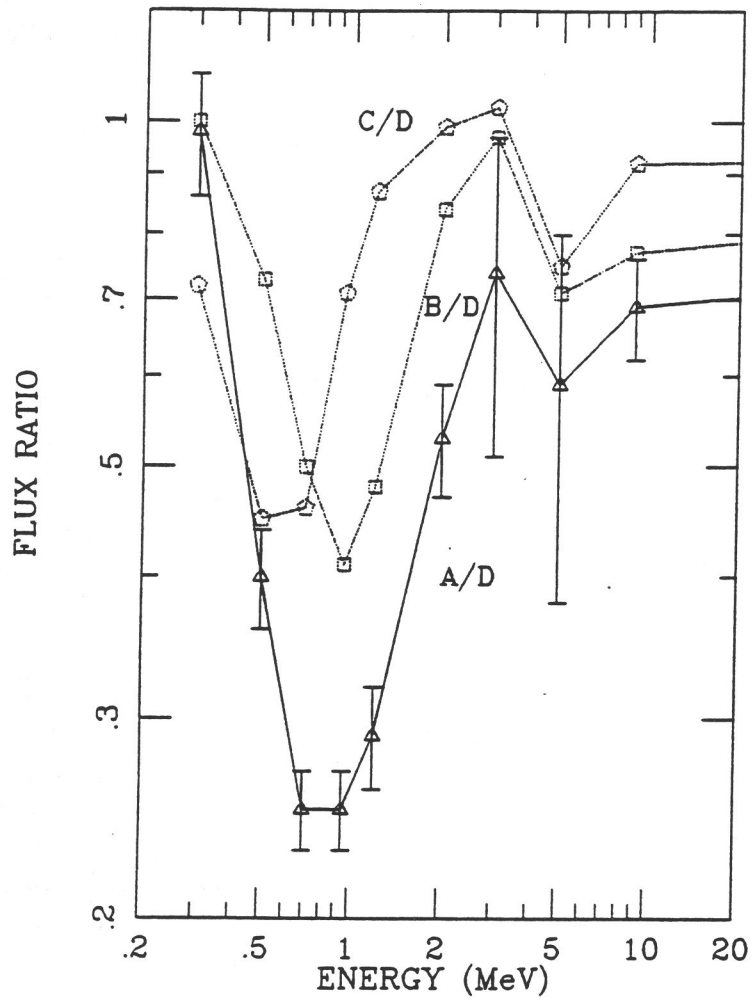
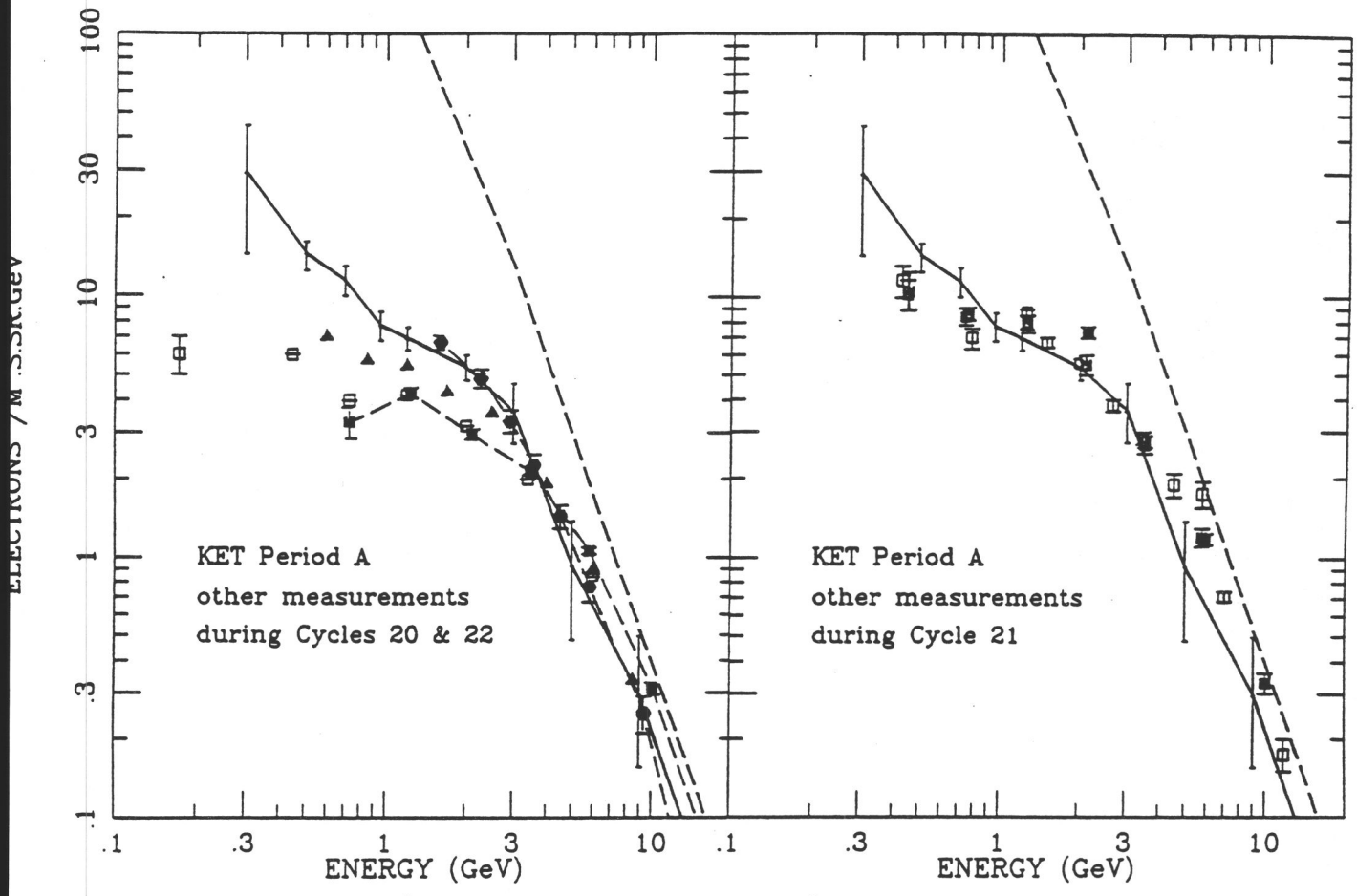
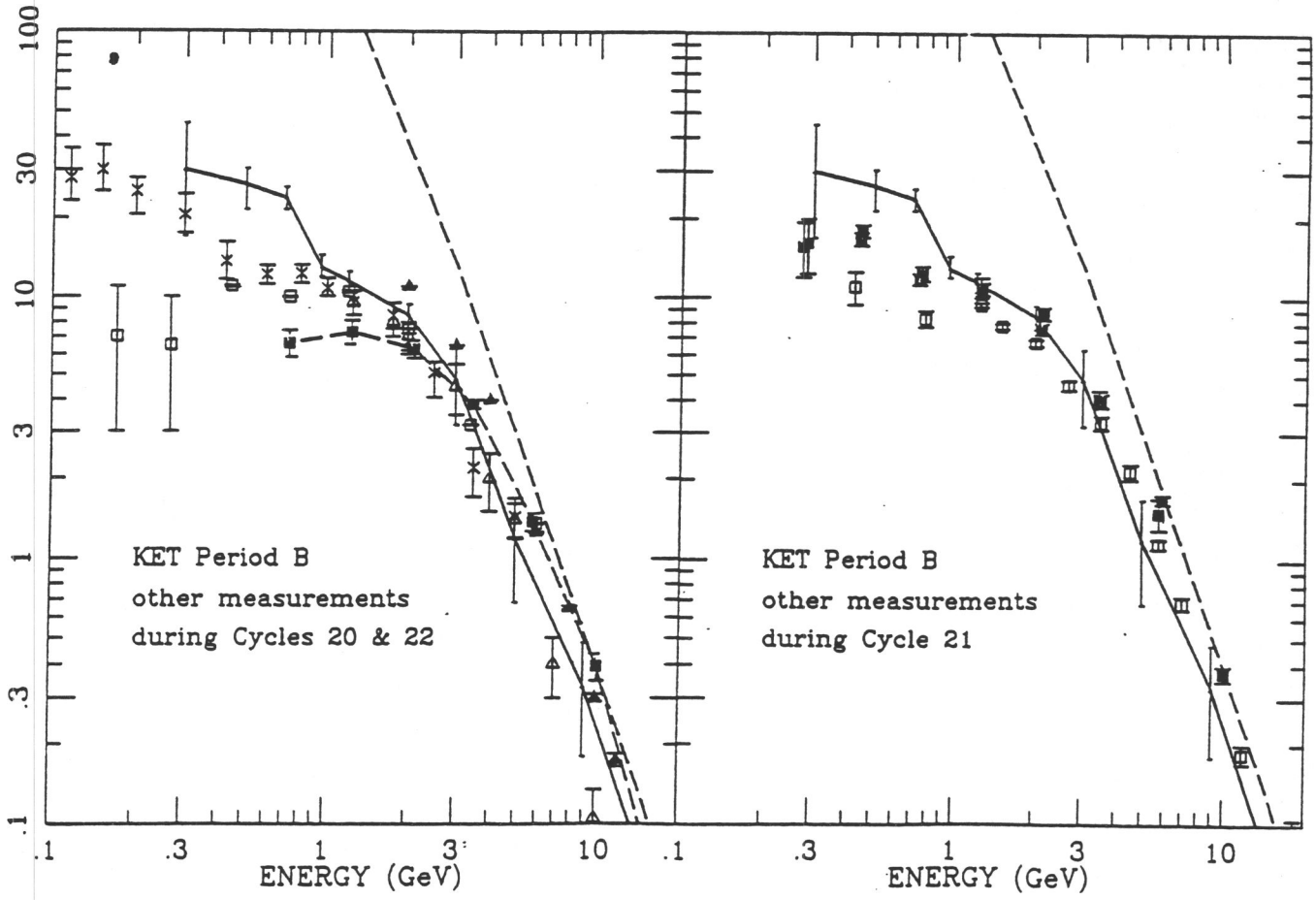
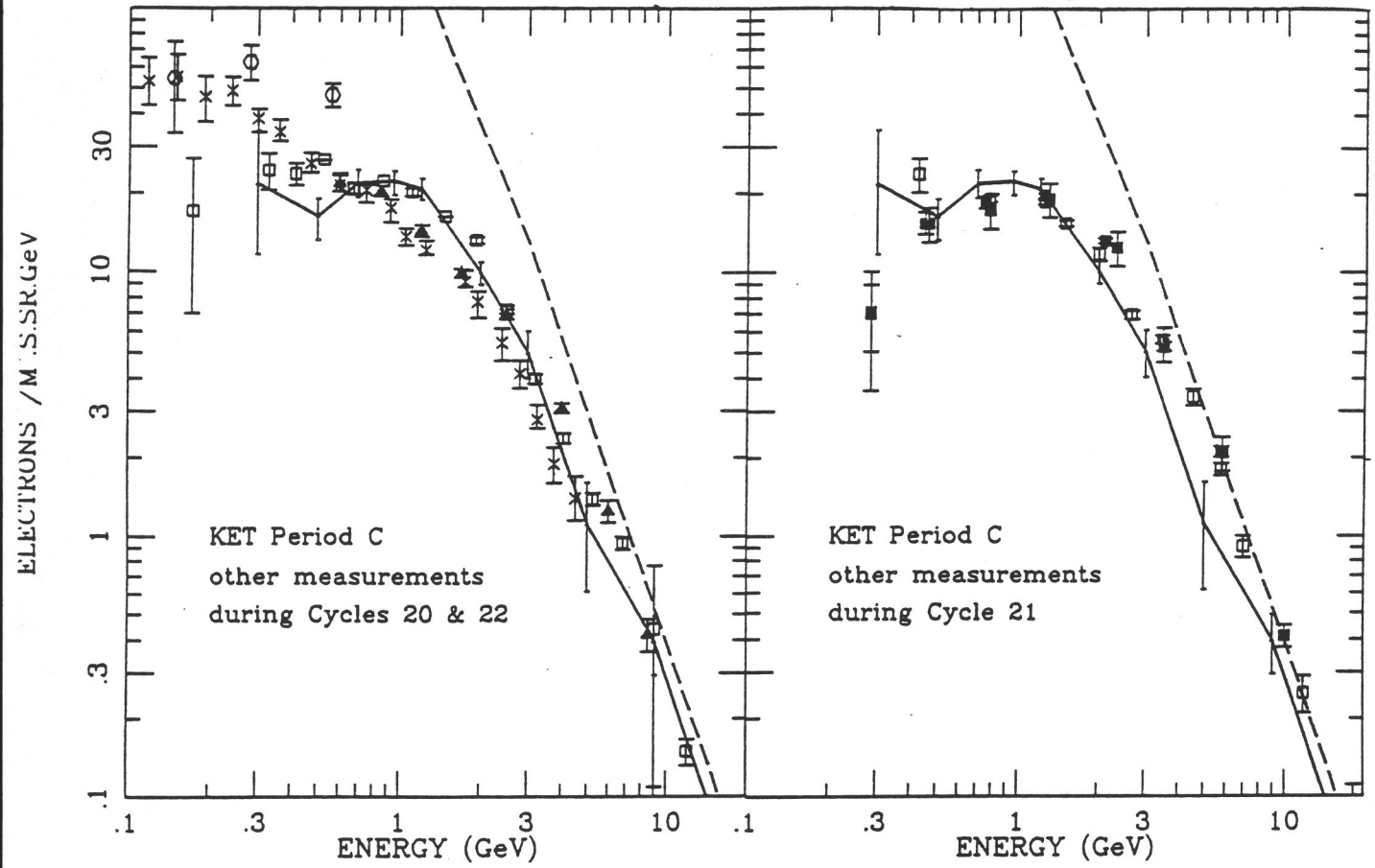


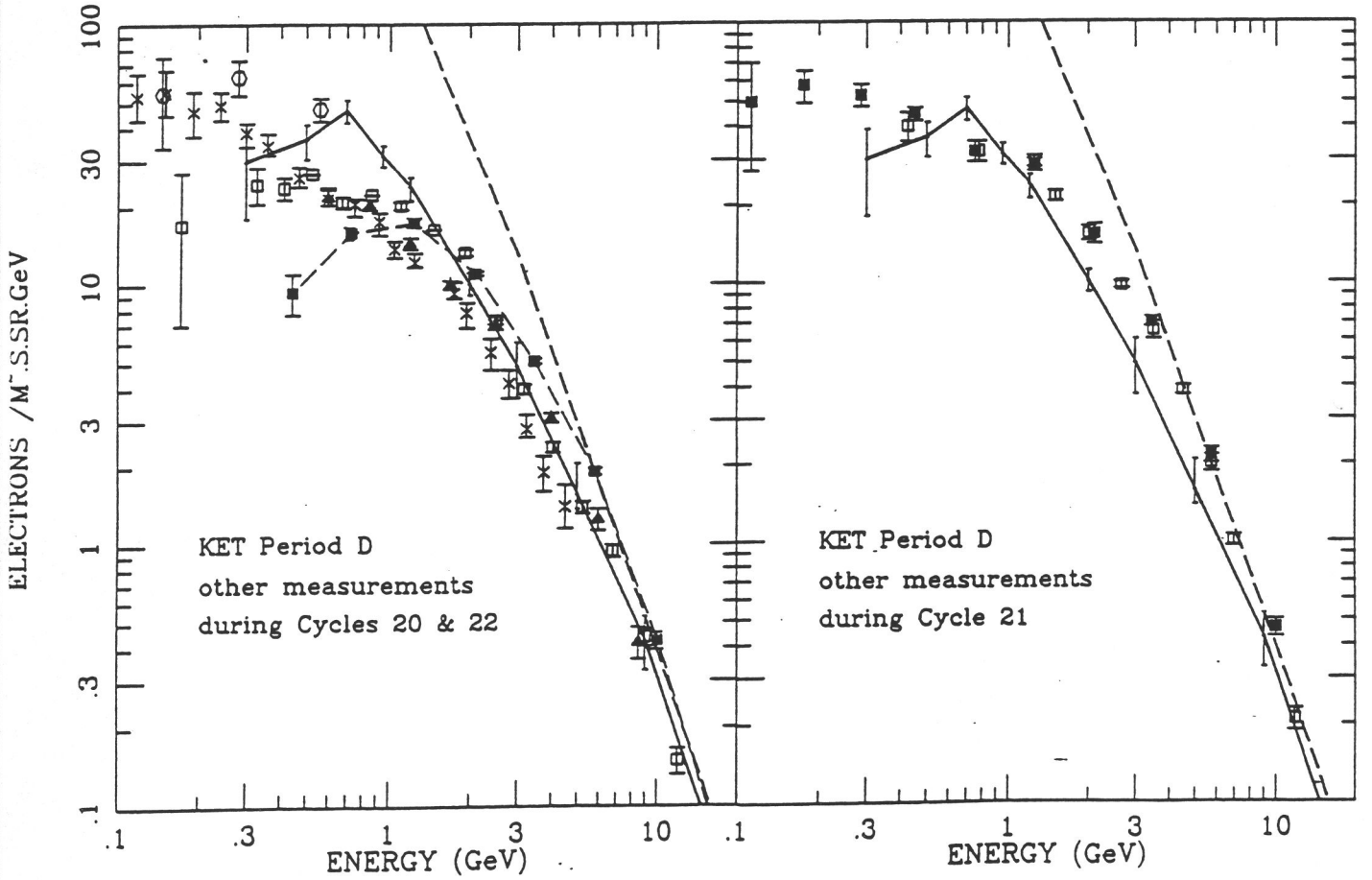
Fig. 9 Rastoin et al.



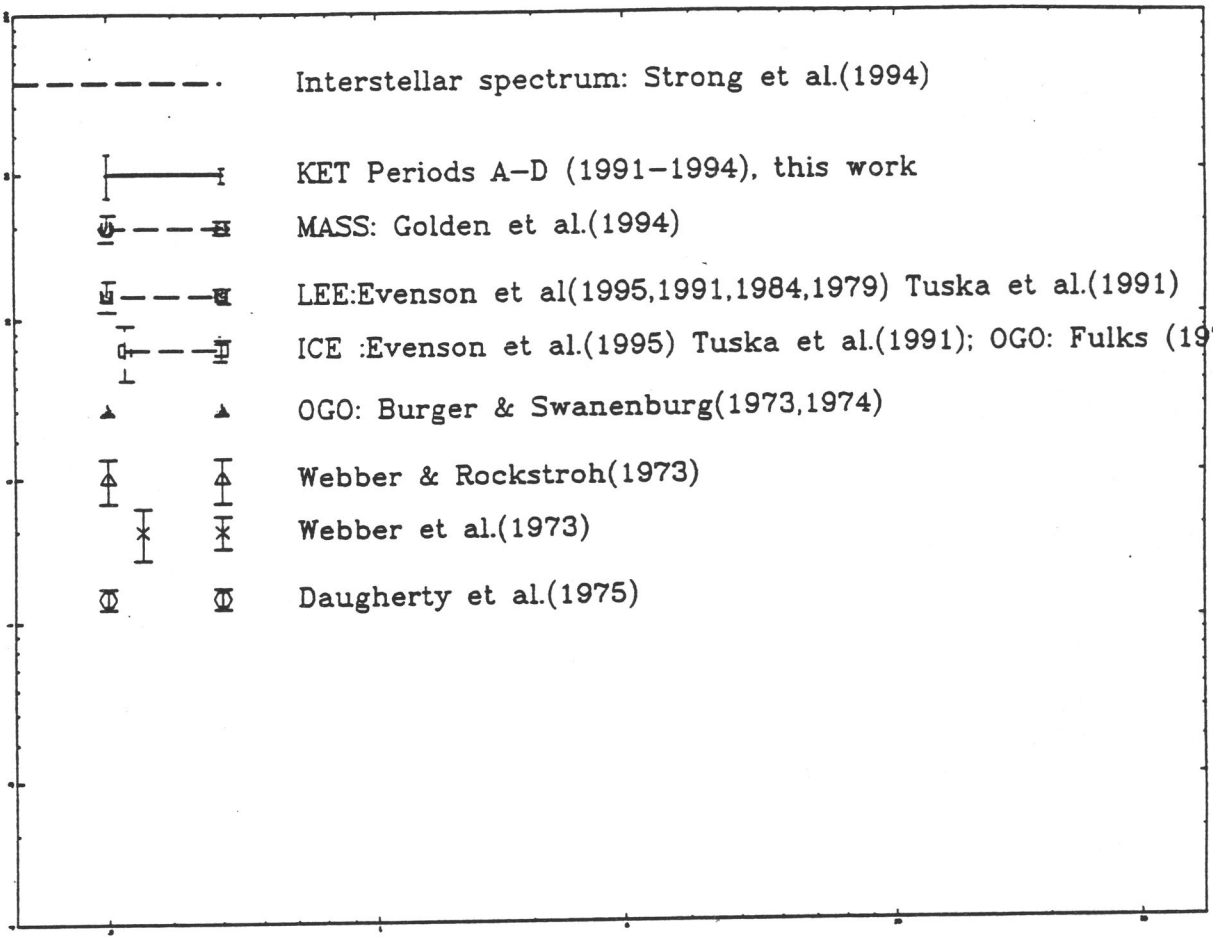


FIGURES (top) & (bottom)





FIGURES (top) & (bottom)



Caption for Fig. 10

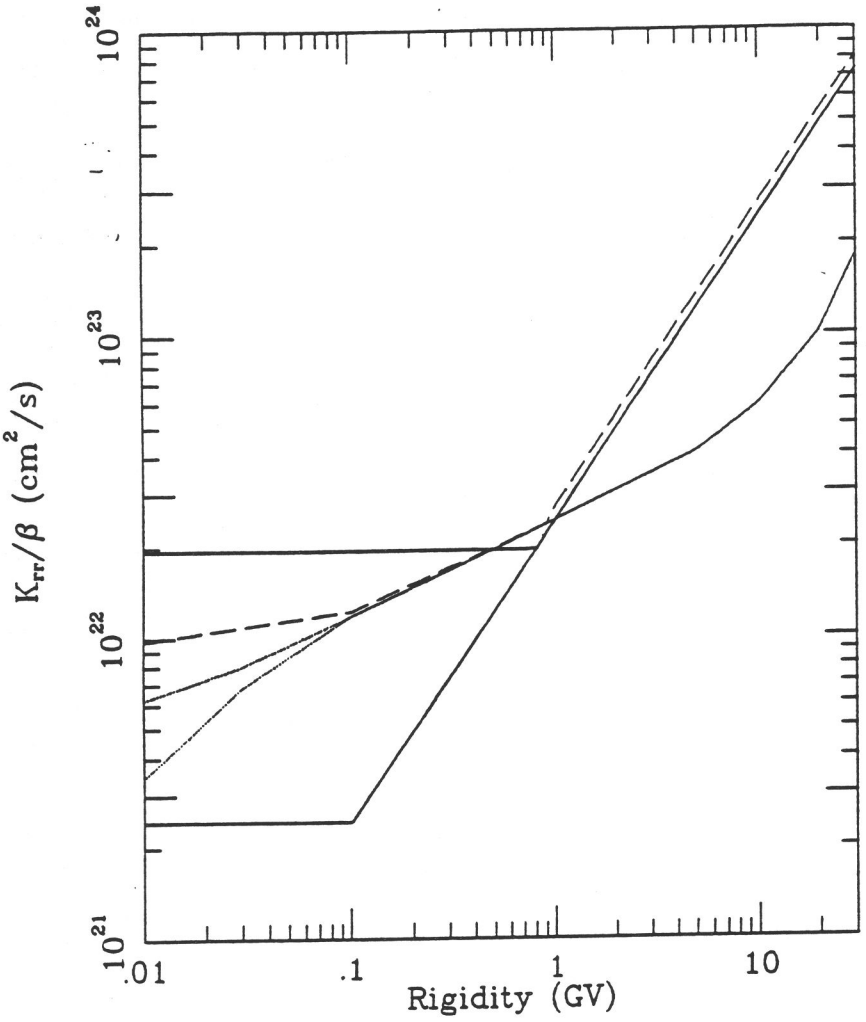
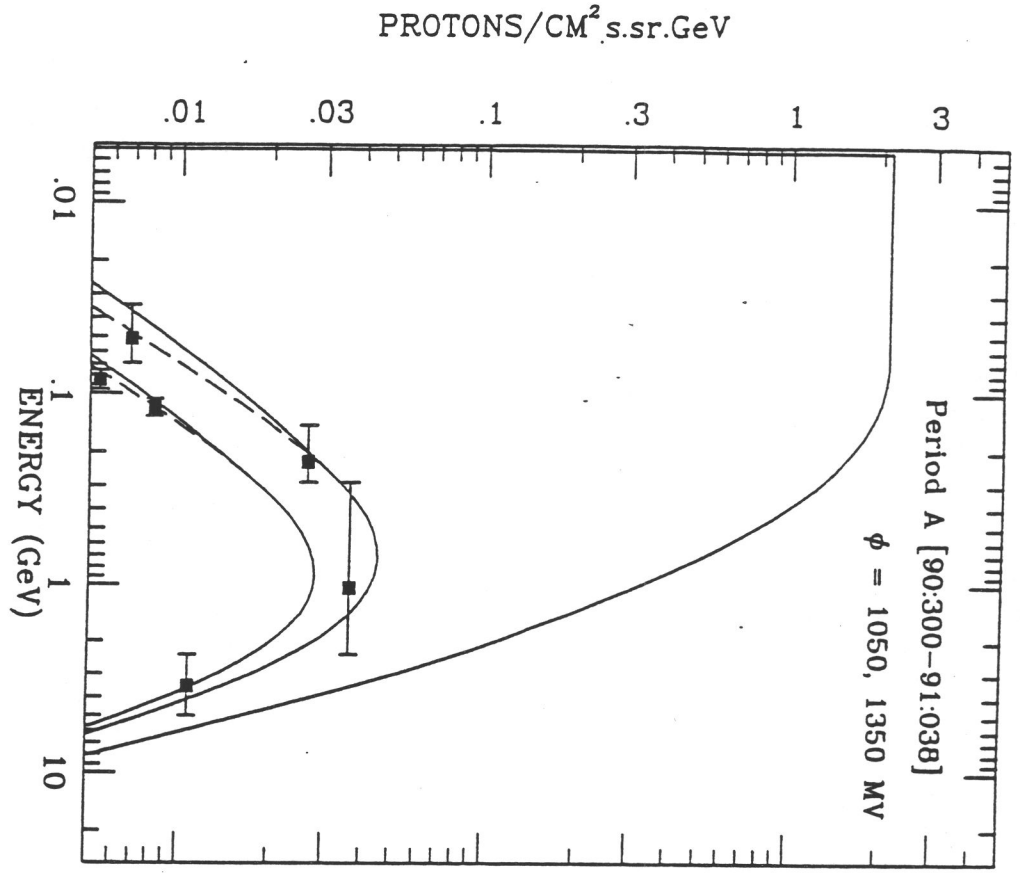
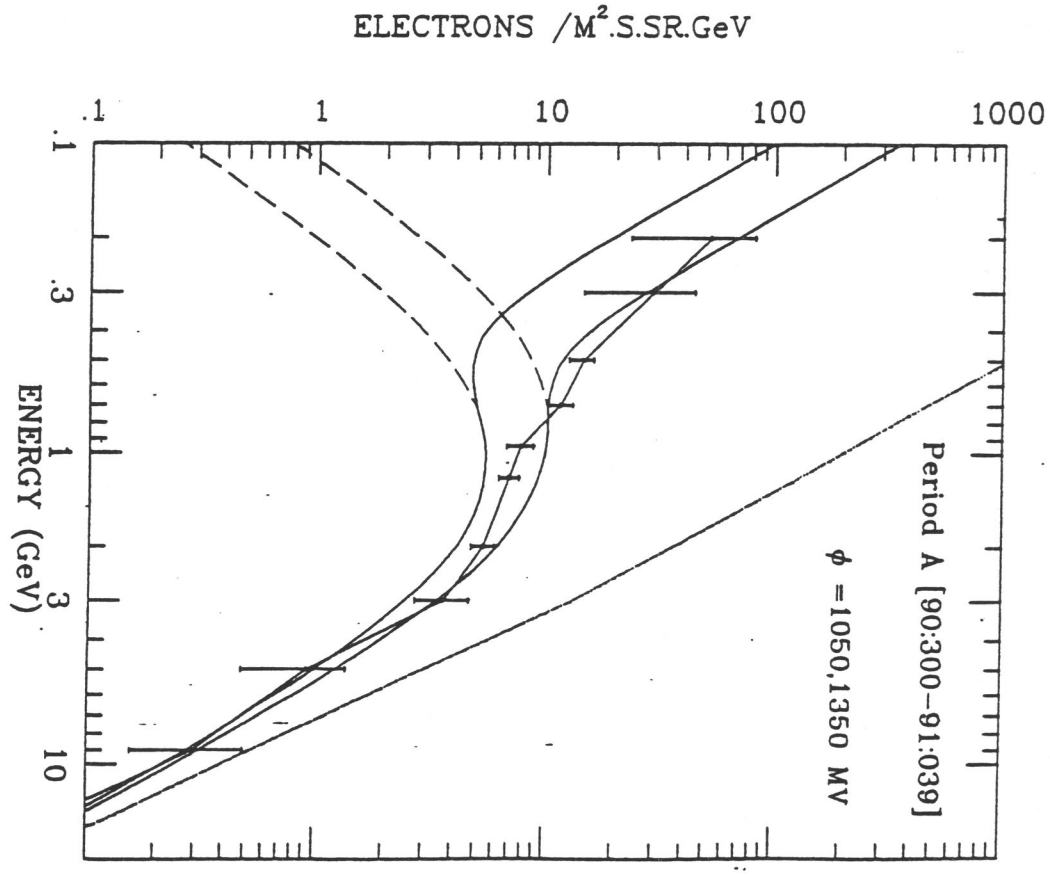
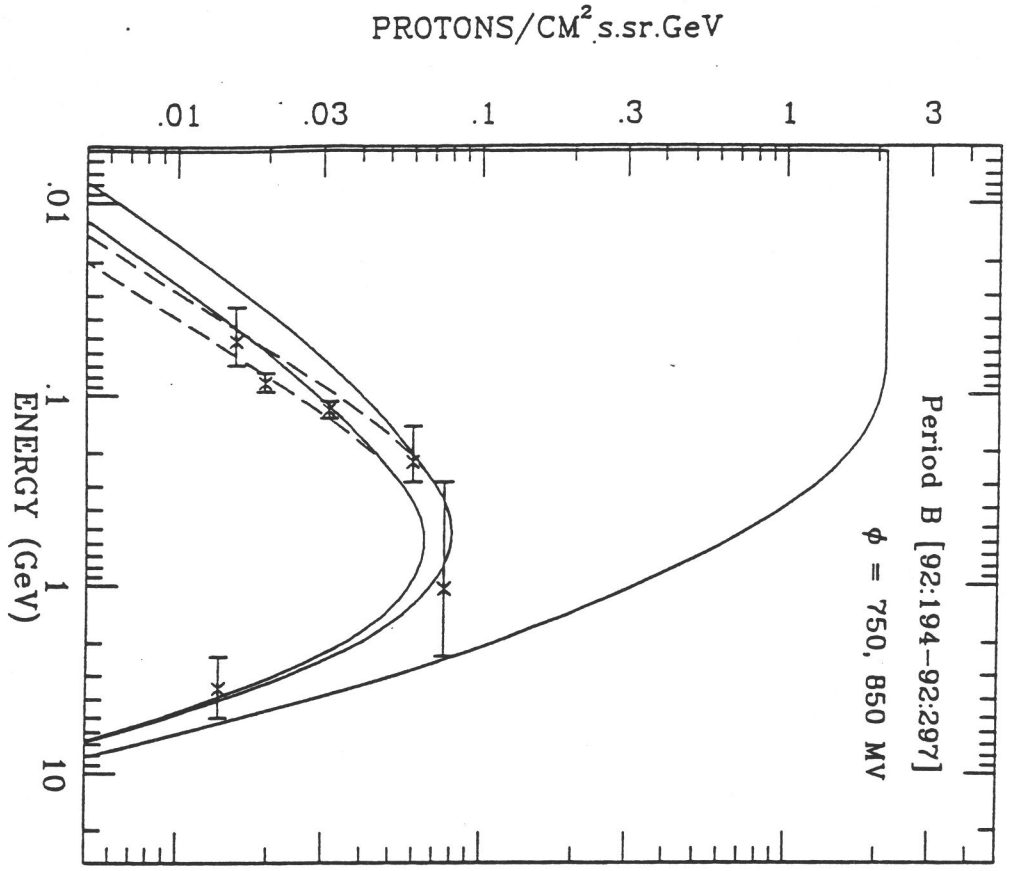


Fig K

Fig. 11 : Raitoin et al.


PROTONS/CM^2.s.sr.GeV
.01
.03
.1
.3
1
3
.01
.1
1
10
ENERGY (GeV)
Period A [90:300-91:038]
ϕ = 1050, 1350 MV


ELECTRONS /M^2.S.SR.GeV
.1
1
10
100
1000
.1
.3
1
3
10
ENERGY (GeV)
Period A [90:300-91:039]
ϕ =1050,1350 MV



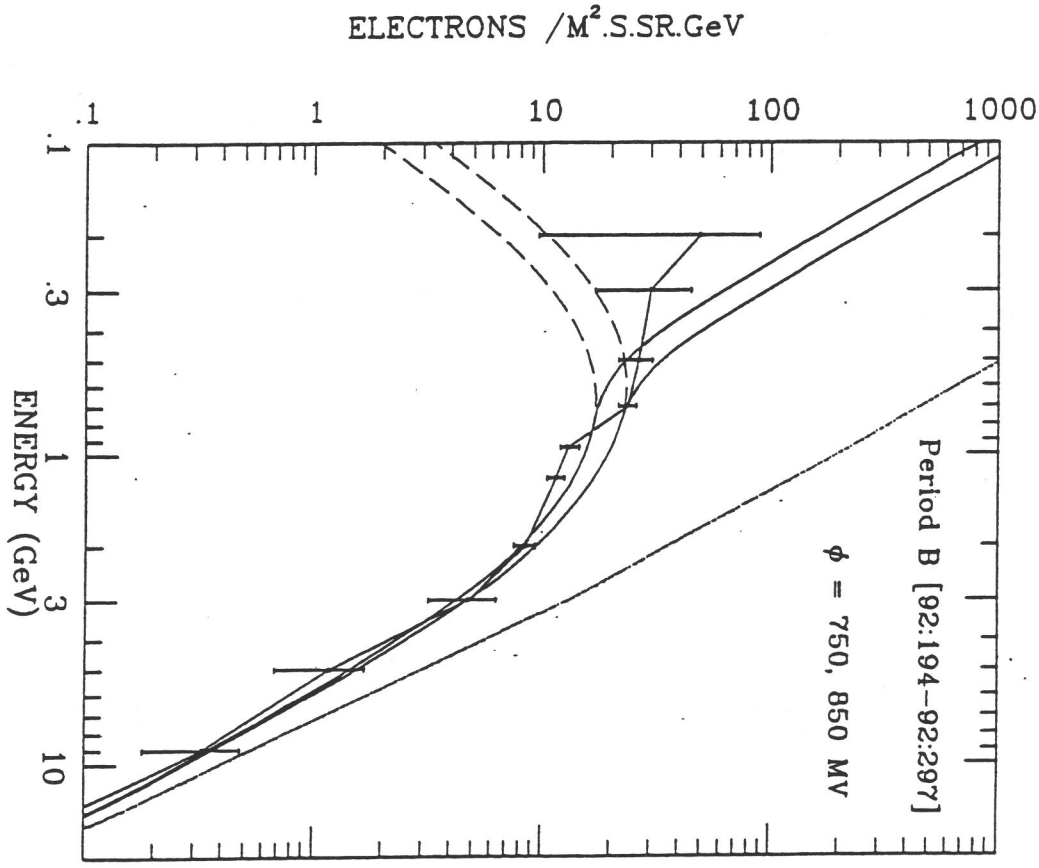
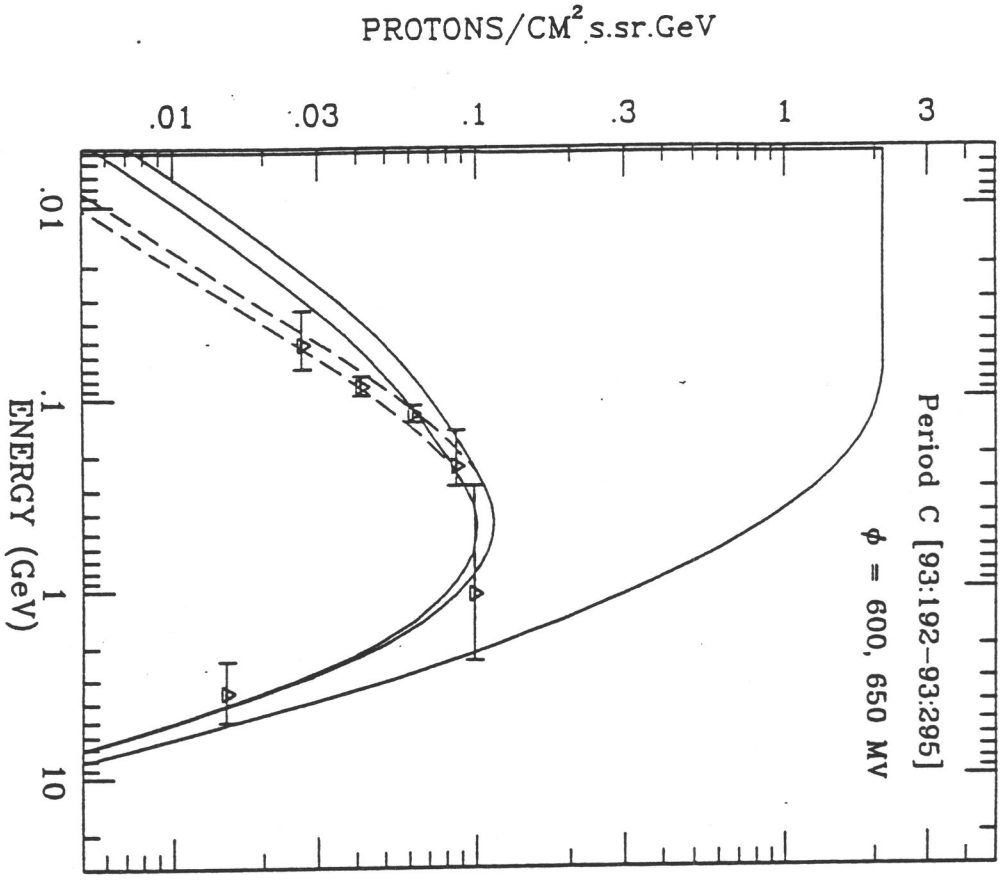
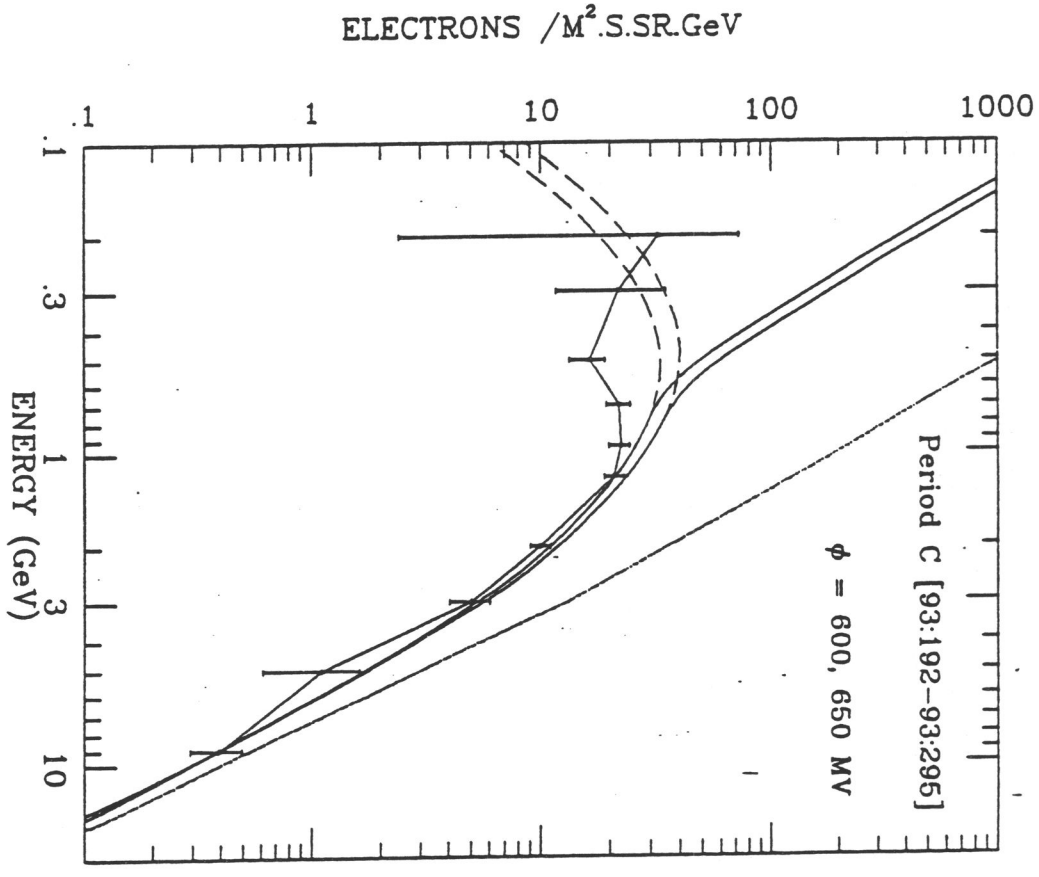
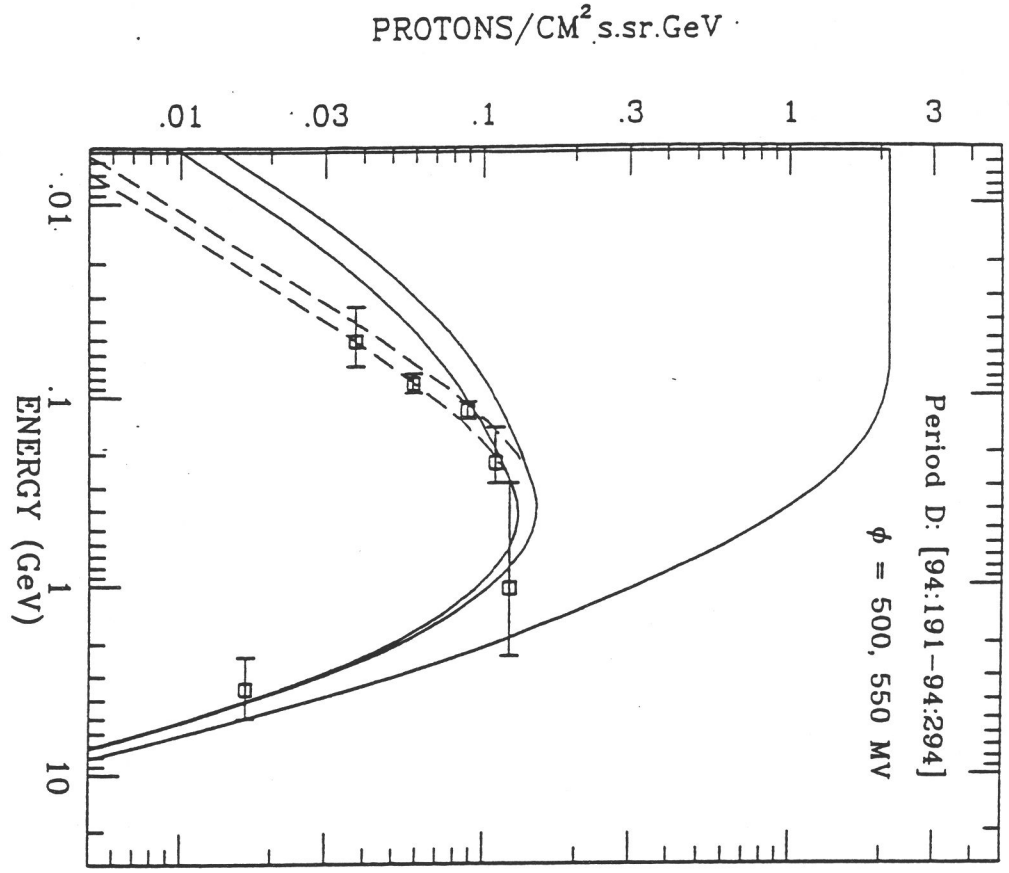


Fig. 12 b Rastoin et al.


PROTONS/CM^2.s.sr.GeV
.01
.03
.1
.3
1
3
.01
.1
1
10
ENERGY (GeV)
Period C [93:192-93:295]
ϕ = 600, 650 MV


ELECTRONS /M^2.S.SR.GeV
.1
1
10
100
1000
.1
.3
1
3
10
ENERGY (GeV)
Period C [93:192-93:295]
ϕ = 600, 650 MV



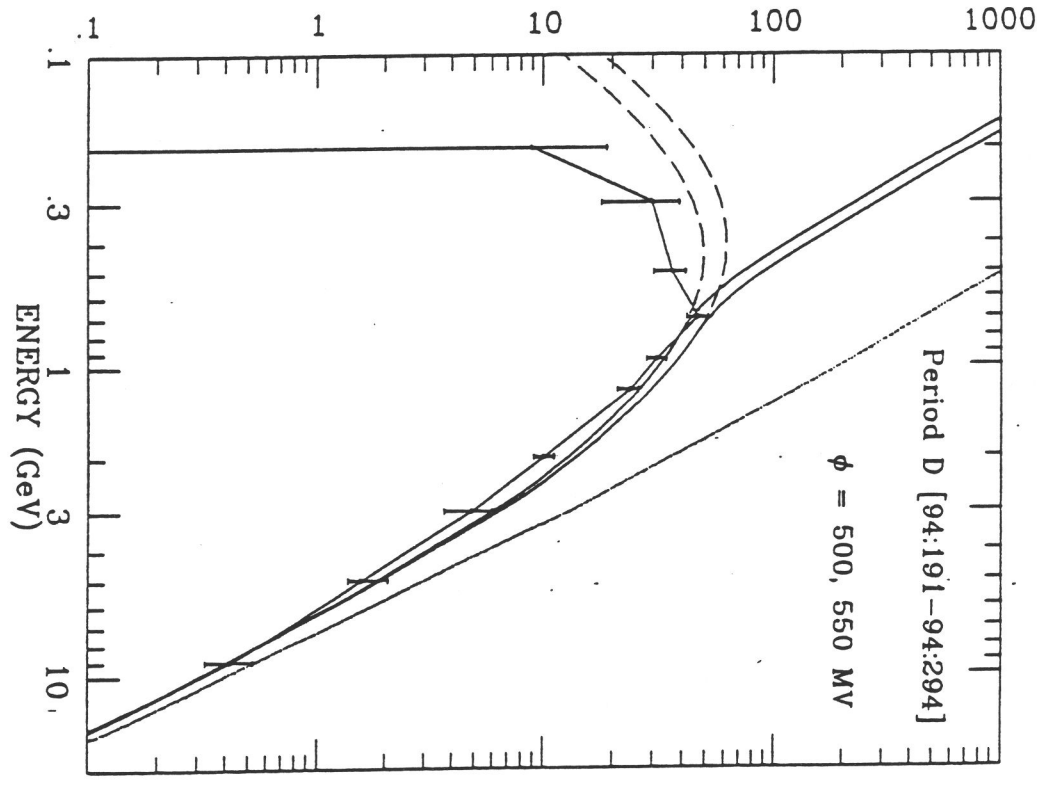


Fig. 12 de Rashbi et al.

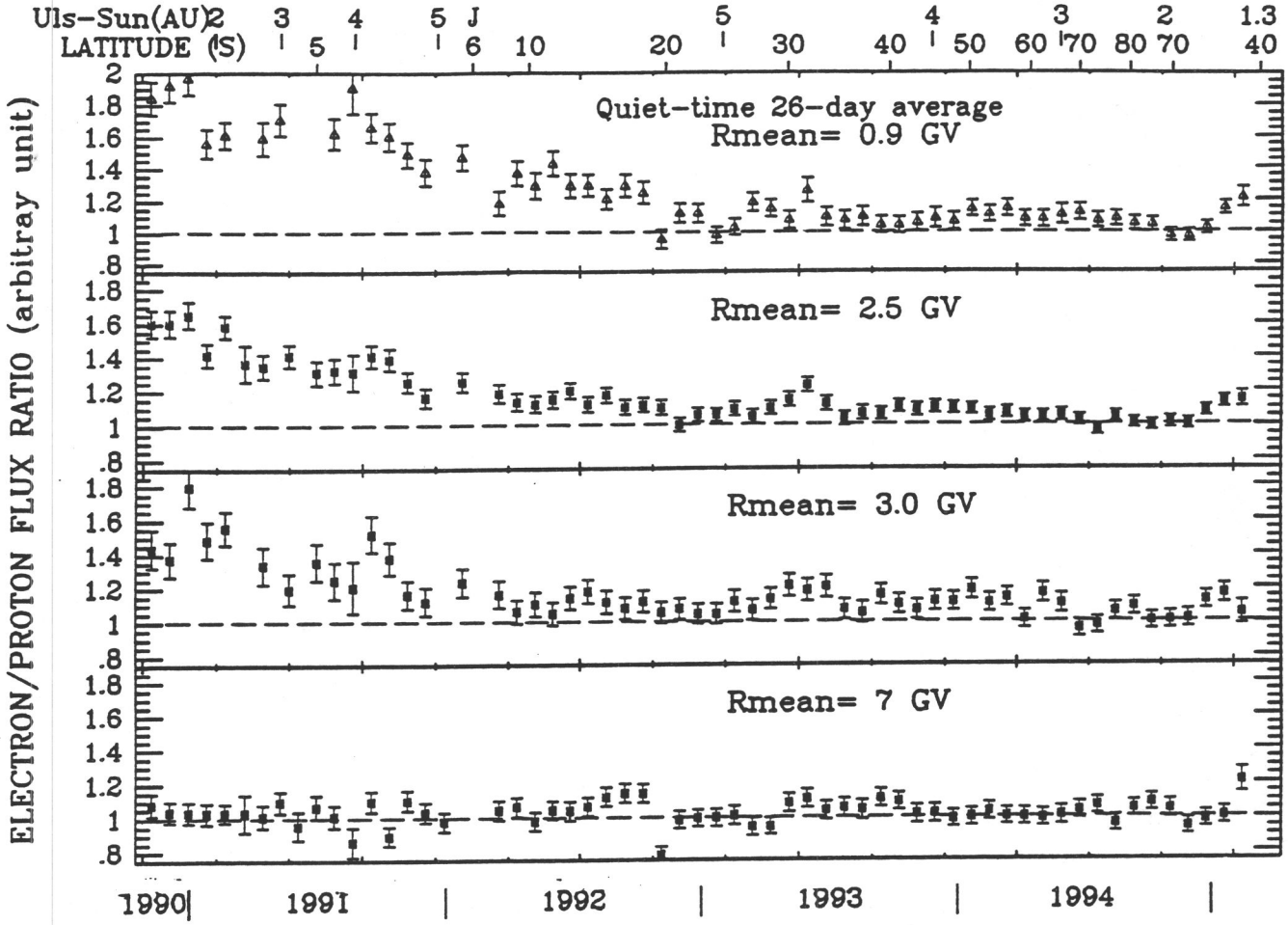


Fig. 13 Raviart et al.

Table 1. Hadron subchannels of the KET Experiment

Hadron subchannel	definition	FWHM Energies GeV	Mean rigidity Period A-D GV
P-1	P32-1.	0.034-0.069	0.3
P-2	P32-2	0.069-0.106	0.4
P-3	P32-3	0.10- 0.13	0.5
P-4	P116	0.145-0.285	1.0-0.8
P-5	P190	0.285-2.35	2.7-2.2
P-6	P4000 (*)	2.35-5	4.4-4.3
H-A	P116		
H-B	P190		
H-C	A190	0.26-1.8	3.0-2.7
H-D	P4000	>2.35	9.3-7.5

Table 2. Electron subchannels of the KET Experiment

Electron subchannel	FWHM Energies GeV	Mean rigidity Period A-D GV
E300-1	0.2-1.3	0.8-0.9
E300-2	0.3-1.8	1.2-1.1
E300-3	0.5-3.8	1.8-1.5
E300-4	0.9-4.6	2.3-1.9
E300-5	3.3-	6.4-5.8
E300-A (1+2)	0.25-1.5	1.0-0.9
E300-B	0.9-4.6	2.6-2.2
E300-C	1.3-14.1	3.0-2.6
E300-D	3.4-	7.0-6.4

Table 3. KET calibrations

Year	Location	Particule beam
1984	DESY	e^-: 150-5000 MeV
1985	BONN	e^-: 30-1200 MeV
1985	ORME	e^+:7.5-175 MeV
1985	CERN/PS	p: 1-5 GeV

Shortenings

DESY: Deutsches Elektronen SYnchrotron I

BONN: Physikalisches Institut, Universität Bonn (Synchrotron 2.5 GeV)

ORME: Accélérateur Linéaire, Gif sur Yvette

CERN/PS: Centre Européen pour la Recherche Nucléaire, Plateforme synchrotron

Table 4. Selected Periods

Period	starting day of the 104-day period	Ulysses latitude (S)	Uls-Sun distance	Modulation Potential	Climax counting rate
		Degree	AU	MV	
A	90-300	-5.0: 2.6	1.0: 2.0	1050-1350	3540-3700
B	92-194	13.7: 19.0	5.3: 5.2	750-850	3900-3930
C	93-192	34.4: 42.1	4.5: 4.2	600-650	4040-4090
D	94-191	72.1: 74.8	2.7: 2.0	500-550	4075-4130

BIBLIOGRAPHIE

A man will turn over half a library to make one book.
S. Johnson (1709-84)

Il suivait Pythéas au-delà des colonnes d'Hercule, longeait les côtes d'une Europe à peine sortie de l'âge de pierre et se lançait dans les brumes glacées de l'Arctique. Ou bien, deux mille ans après, il coursait les galions de Manille avec Anson, voguait en compagnie de Cook dans les dangers inconnus des récifs de la Grande Barrière ou accomplisssait avec Magellan le premier tour du monde. Il s'était mis à lire l'Odyssée, qui, entre tous les livres, l'emportait de loin dans les gouffres du temps.

(Clarke, 2001: l'odyssée de l'espace)

Remarques préliminaires:

Les astérisques signalent par la suite la contributions des différentes équipes d'ULYSSE.

Les abréviations suivantes sont utilisées pour les conférences:
ICRC= International Cosmic Ray Conference
COSPAR= COmmittee on SPAce Research scientific assembly
ESLAB= European Space LABoratory symposium. ESLAB is the early name of the actual ESA's Science Space Department (SSD).

INTRODUCTION

*Balogh A et al., 1992: Magnetic Field Observations During the Ulysses Flyby of Jupiter, Science, 257, 1515.
Cantin M., et al., 1974: Silica aerogels used as Cerenkov Radiators, Nuclear Instruments and Methods, 118, 177-182.
Delaplace J. et al., 1994: Les applications spatiales du Plutonium 238, Clefs du CEA, n°28, p 2-14.
Engelman J.J. and M. Cantin, 1978: Détection et identification des particules par effet Cerenkov dans les aérogels de silice, Journal de Physique, Colloque C3, Suppl. au n°6, 39, 57-62.
Fisk L.A., 1979: Interaction of Energetic Particles with the Solar Wind in Solar System, vol 1, edited by C.F. Kennel, L.J. Lanzerotti and E.N. Parker, North-Holland, New York, p117.
Jokipii J.R., 1971: Propagation of Cosmic Rays in the solar wind, Rev. Geophys. Space Phys., 9, 27-87.
Kallenrode M.-B., 1994: Einführung in die Physik der Magnetosphäre, Vorlesung im WS 1993/1994, Christian-Albrechts Universität Kiel.
Lattes et al., 1947: Nature, 160, 453.
Page E., 1994: Discours donné à l'ESTEC (Hollande) lors du passage au pôle sud d'Ulysse, Sept.
Parker E.N., 1958: Dynamics of the interplanetary magnetic field, Ap.J., 128, 664.
*Schultz J-P, 1993: Messung energiereicher Teilchen in der mittleren Heliosphäre an Bord der Raumsonde Ulysses, Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, IFKKI, 93/4.
Sime D.G., 1986: The Structure and Rotation of the Solar Corona: Implications for the Heliosphere, in The Sun and the heliosphere in Three Dimensions, R.G. Marsden Ed., D. Reidel Publ. Cy, p45.
Simpson J.A., 1994: Discours donné à l'ESTEC (Hollande) lors du passage au pôle sud d'Ulysse, Sept.
*Simpson J.A., et al., 1992a: The Ulysses Cosmic Ray and Solar Particle Investigation, A.&A., Suppl. Series, 92, 365-399.
Simpson J.A. et al., 1995: Cosmic Ray Particle Investigations in the south Polar Regions of the Sun and Heliosphere, Science, tbp.
*Wibberenz G., et al., 1992: Solar Energetic and Shock-accelerated Particles Observed between 1 and 4 AU by the Kiel Electron Telescope (KET) onboard Ulysses, G.R.L., 19, 1279-1282.

ULYSSES BIBLIOGRAPHY

May 1991: "Ulysses: A journey above the Sun's poles" Trans. AGU, 72, 241-248
Jan. 1992: "Ulysses Instruments" Astronomy and Astrophysics, Suppl. Series, 92, 1-440
Jun 1992: "The Ulysses Mission: In-ecliptic Phase", G.R.L., 19, 1235-1314.
Sept. 1992: "Ulysses at Jupiter" Science, 257, 1449-1596
Dec 1993: "Ulysses Encounter with Jupiter" J.G.R., 98, 21 111-21 252
Dec 1993: Planet. and Space Sci., 41, 11-12
Juin 1994: "Ulysses at solar maximum", International Heliospheric Study, Newsletter 8.
Mai 1995: "Ulysses over the South Polar regions of the Sun", Science, 268.

I. MAGNETOSPHERE PLANETAIRE

Acuna and Ness, 1976: The Main Magnetic Field of Jupiter, J.G.R., 81(16), 2917-2922.
Bagenal F., 1992: Giant Planet Magnetospheres, Ann. Rev. Earth Planet. Sci., 20, 289-328.
*Balogh A et al., 1992: Magnetic Field Observations During the Ulysses Flyby of Jupiter, Science, 257, 1515.
*Bame et al., 1992: Jupiter's Magnetosphere: Plasma Description from the Ulysses Flyby, Science, 257, 1539.
Bespalov P.A., 1985: A Global Resonance in the Jovian Radiation Belts, Sov. Astr. Lett., 11(1), 30-32.
Blanc M., 1993: Bilan et prospectives de 12 années de programmation spatiale, Séminaire de prospective Sciences de l'Univers, Saint Malo.
Bridge et al., 1979a: Plasma Observations near Jupiter: Initial Results from Voyager 1, Science, 204, 987.
Bridge et al., 1979b: Plasma Observations near Jupiter: Initial Results from Voyager 2, Science, 206, 972.
Chapman S. and V.C.A. Ferraro, A new theory of magnetic storms, Nature, 126, 129-130, 1930.
Chenette D.L. et al., 1974: Bursts of Relativistic Electrons from Jupiter Observed in Interplanetary Space with the Time Variation of the Planetary Rotation Period, J.G.R., 79, 3551-3558.
Compton A.H. and I.A. Getting, Phys. Rev., 47, 817, 1935.
Connerney J.E.P., 1992: Doing More with Jupiter's Magnetic Field, in Plan. and Radio Emissions III (Proc. of the 3th Internat. Workshop held in Graz, Austria), Edts H. Rucker, M.L. Kaiser and S.J. Bauer, Austrian Academy of Sciences Press (Vienna), p 13-33.
Connerney J.E.P., Acuna and Ness, 1981: Modeling the Jovian Current Sheet and Inner Magnetosphere, J.G.R., 86(10), 8370-8384.
Cowley S.W.H., 1982: The Causes of Convection in the Earth's Magnetosphere: A review of Developments During the IMS, Rev. of Geoph. and Sp. Ph., 20, 531-565.
Cowley S.W.H. et al., 1983: Interpretation of Magnetic Field Perturbations in the Earth's Magnetopause Boundary Layers, P.S.S., 31, 1237-1258.
Cowley S.W.H. et al., 1991: Dependence of convective Flows and Particle Precipitation in the high-latitude dayside Ionosphere on the X and Y Components of the interplanetary Magnetic Field, J.G.R., 96, 5557-5564.
*Cowley S.W.H. et al., 1993: Ulysses Observations of Antisunward Flow on Jovian Polar Cap Field Lines, Planet and Space Science, 41, 987-998.
de Pater Imke, 1981a: A Comparison of the Radio Data and Model Calculations of Jupiter's Synchrotron Radiation. 1. The high-energy Electron Distribution in Jupiter's inner Magnetosphere, J.G.R., 86, 3397-3422.
de Pater Imke, 1981b: A Comparison of the Radio Data and Model Calculations of Jupiter's Synchrotron Radiation. 2. East-west Asymmetry in the Radiation Belts as a Function of Jovian Longitude, J.G.R., 86, 3423-3429.
Dessler A.J., 1978: Longitudinal Control of Jovian Magnetopause Motion, G.R.L., 5, 65-68.
Dessler A.J., 1983: Physics of the Jovian Magnetosphere, Cambridge Planetary Science Series.
Dessler A.J. and V.M Vasyliunas, 1979: The Magnetic Anomaly Model of the Jovian Magnetosphere: Predictions for Voyager, G.R.L., 6, 37-40.
Dungey J.W., 1961: Interplanetary Magnetic Field and the Auroral Zones, Phys. Rev. Lett., 6, 2, 47-48.
Eastman T.E. and L.A. Frank, 1982: Observations of High-speed Plasma Flow near the Earth's Magnetopause: Evidence for reconnection?, J.G.R., 87, 2187-2201.
Eastman et al., 1976: The magnetospheric Boundary Layer: site of Plasma, Momentum and Energy Transfer from the Magnetosheath into the Magnetosphere, G.R.L., 3, 685.
Eastman et al., 1985: The Boundary Layers as the primary Transport Regions of the Earth's Magnetotail, J.G.R., 90, 9541-9560.
Encrenaz T., J.P. Bibring and M. Blanc, 1991: The Solar System, A & A Library.
Engle I.M., 1992: Diurnal Variation in the Jovian Subsolar Magnetopause Position, J.G.R., 97, 17.169.
*Ferrando P., et al., 1993a: Propagation of Jovian Electrons in and out of the Ecliptic, Adv Sp Res, 13 (6), 107, .
*Ferrando P. et al., 1993b: Jovian Electrons Jets in Interplanetary Space, Planet. and Space Sci., 41, 839.
Fillius W. and P. Knickerbocker, 1979: The Phase of the Ten-Hour Modulation in the Jovian Magnetosphere (Pioneer 10 and 11), J.G.R., 84, 5763-5772.
Gehrels T., ed., 1976: Jupiter, The University of Arizona Press.
Glassmeier K.-H., 1994: Ultraow-Frequency Pulsations: Earth and Jupiter compared, COSPAR

Hamburg, Adv. Space Phys, tbp.
Goertz C.K., 1979: The Jovian Magnetodisk, Sp. Sc. Rev., 23, 319-343.
Goertz C.K., 1981: The Orientation and Motion of the Predawn Current Sheet and Jupiter's Magnetotail, J.G.R., 86, 8429-8434.
Goertz C.K. and D.N. Baker, 1985: Polar Cap Photoionization and the Ten-Hour Clock at Jupiter, J.G.R., 90, 6304-6310.
Goertz C.K. et al., 1976: Evidence for Open Field Lines in Jupiter's Magnetosphere, J.G.R, 81, 3393.
Green G., 1983: Pitchwinkelverteilungen energiereicher geladener Teilchen: ihre Rekonstruktion aus sektorisierten Intensitätsmessungen und ihre Bedeutung für die Untersuchung interplanetarer Ausbreitungsmechanismen, Habilitationsschrift, Christian-Albrechts-Universität Kiel, Germany.
Haerendel et al., 1978: The frontside Boundary Layer of the Magnetosphere and the Problem of Reconnection, J.G.R., 83, 3195.
*Hatzky R., 1993: Systematische Analyse von Pitchwinkelverteilungen energiereicher Teilchen: Am Beispiel der Raumsonde Ulysses, Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, IFKKI, 93/5.
*Hammond et al., 1993: Ulysses Observations of the Planetary Depletion Layer at Jupiter, Planet. and Space Sci., 41, 857-868.
Hill T.W., 1979: Inertial Limit to Corotation, J.G.R., 84, 6554-6558.
Hill T.W. and A.J. Dessler, 1976: Longitudinal Asymmetry of the Jovian Magnetosphere and the Periodic Escape of Energetic Particles, J.G.R., 81, 3383-3386,.
Kallenrode M.-B., 1994: Einführung in die Physik der Magnetosphäre, Vorlesung im WS 1993/1994, Christian-Albrechts Universität Kiel.
Kane M., 1991: A Convected Kappa Distribution Model for Hot Ions in the Outer Jovian Magnetosphere, PhD dissertation, Baltimore, Maryland.
Kivelson M.G., 1978: A time-dependent Model of the Jovian Current Sheet, J.G.R., 83, 4283.
Kurth W.S. et al., 1981: Voyager Observations of Jupiter's Distant Magnetotail, J.G.R., 86, 8402-8412.
Langevin Y., 1993: Conclusions et recommendations du groupe de travail "Système solaire et géophysique externe", Séminaire de prospective Sciences de l'Univers, Saint Malo.
Le G. et al., 1993: Flux Transfer Events: Spontaneous or driven ?, G.R.L., 20, 791-794.
Lepping R.P. et al., 1981: Observations of the Magnetic Field and Plasma Flow in Jupiter's Magnetosheath, J.G.R., 86, 8141-8155.
Lundin et al., 1991: Proc. of the International Workshop on Cluster Dayside Polar Cusp, ESA SP-330.
Maezawa, 1976: Magnetospheric Convection induced by positive and negative Z components of the Interplanetary Magnetic Field: Quantitative analysis using the Polar Cap magnetic Records, J.G.R., 81, 2289-2303.
McKibben R.B. and J.A. Simpon, 1974: Evidence from the Charged Particle Studies for the Distortion of the Jovian Magnetosphere, J.G.R., 79 , 3545-3549.
*McKibben et al., 1993: Impulsive Bursts of Relativistic Electrons Discovered during Ulysses Traversal of Jupiter's Dusk-Side Magnetosphere, Planet. and Space Sci, 41, 1041-1058.
Meng C.-I. and K.A. Anderson, 1975: Characteristics of the Magnetopause Energetic Electron Layer, J.G.R., 80, 4237-4243.
Nishida A., 1976: Outward Diffusion of energetic Particles from the Jovian Radiation Belt, J.G.R, 81, 1771-1773.
Northrop T.G. et al., 1974: The Magnetosphere of Jupiter as Observed with Pioneer 10: 2. Nonrigid Rotation of the Magnetodisc, J.G.R., 79, 3579-3582.
Northrop T.G. et al., 1979: Anisotropies in the Fluxes of Pioneer 10 Protons, J.G.R., 84, 47-55.
Paschmann G. et al., 1976: Plasma and Magnetic Field Characteristics of the distant Polar Cusp near local noon: the Entry Layer, J.G.R., 81, 2883.
Paschmann G. et al., 1979: Plasma Acceleration at the Earth's Magnetopause: Evidence for Reconnection, Nature, 282, 243-246.
Paschmann G. et al., 1982: Plasma and Magnetic Field Characteristics of Magnetic Flux Transfer Events, J.G.R., 87, 2159-2168.
*Phillips J.L. et al., 1993: Ulysses Plasma Electron Observations in the Jovian Magnetosphere, Planet. and Space Science, 41, 877-892.
Prangé R. et al., 1995: Auroral Signature of Comet SL9 in the Jovian Magnetosphere, tbp.
Rossi B. and S. Olbert, 1970: Introduction to the Physics of Space, Mc Grawhill Book Company.
Russell C.T. and R.C. Elphic, 1978: Initial ISEE Magnetometer results: Magnetopause observations, Space Sci. Rev, 22, 681.
Russell C.T. and R.C. Elphic, 1979: ISEE Observations of Flux Transfer Events at the Dayside

Magnetopause, G.R.L., 6, 33-36.
Russell C.T. et al. 1994: A Study of Flux Transfer Events at Different Planets, Proc. COSPAR Hamburg.
Schardt A.W. et al., 1981: Energetic Particles in the Predawn Magnetotail of Jupiter, J.G.R., 86, 8413.
Schardt A.W. et al., 1983: Jovian Modulation of Interplanetary Electrons as Observed with Voyagers 1 and 2, J.G.R., 88, 1989-2000.
Scholer M. et al., 1982: Energetic Protons, Alpha Particles, and Electrons in Magnetic Flux Transfer Events, J.G.R., 87, 2169-2175.
Sentman D.D. and J.A. Van Allen, 1976: Angular Distributions of Electrons of Energy Ee>0.06 MeV in the Jovian Magnetosphere, J.G.R., 81, 1350-1360.
Sibeck D.G., 1992: Transient Events in the Outer Magnetosphere: Boundary Waves or Flux transfer Events?, J.G.R., 97, 4009-4026.
Sibeck D.G. et al., 1987: Energetic Magnetospheric Ions at the Dayside Magnetopause: Leakage or Merging ?, J.G.R., 92, 12 097-12114.
Simpson J.A., 1974: Discovery of Jovian electrons, Eos. Trans., 55, 556.
*Simpson J.A., et al., 1992a: The Ulysses Cosmic Ray and Solar Particle Investigation, A.&A., Suppl. Series, 92, 365-399.
*Simpson J.A., et al., 1992b: Energetic Charged-Particle Phenomena in the Jovian Magnetosphere: First Results from the Ulysses COSPIN Collaboration, Science, 257, 1543-1549.
*Simpson J.A.. et al;, 1993: Jovian Electron Propagation in Three Dimensions of the Heliosphere: the Ulysses Investigations, J.G.R., 98, 21, 129-21, 144.
Smith E.J. et al., 1974: The Planetary Magnetic Field and Magnetosphere of Jupiter: Pioneer 10, J.G.R., 79, 3501.
Smith E.J. et al., 1978: Compression of Jupiter's Magnetosphere by the Solar Wind, J.G.R., 83, 4733.
Song P. et al., 1990: Structure and Properties of the Subsolar Magnetopause for Northward IMF: ISEE Observations, J.G.R., 95, 6375-6387.
Song P. et al., 1994: Observational Differences between Flux Transfer Events and Surface Waves at the Magnetopause, J.G.R., 99, 2309-2320.
Sonnerup B. U.Ö. et al., 1981: Evidence for Magnetic Fiel Reconnection at the Earth's Magnetopause, J.G.R., 86, 10 049-10 067.
***Southwood** D.J. et al., 1993: Correlations between Magnetic Field and Electron Density Observations During the Inbound Ulysses Jupiter Flyby, Planet. and Space Science, 41, 919-930.
Speiser T.W. and D.J. Williams, 1982: Magnetopause Modeling: Flux Transfer Events and Magnetosheath Quasi-Trapped Distributions, J.G.R., 87, 2177-2186.
*Staines K. et al., 1993: Ulysses Observations of noncorotational flows in the outer dayside Jovian Magnetosphere, Planet. and Space Science, 41, 931-946.
Teegarden B.J. et al., 1974: Interplanetary MeV electrons of Jovian origin, J.G.R., 79, 3615-3622.
Thomas B.T. and D.E Jones, 1984: Modeling Jupiter's magnetospheric currents using Pioneer data: evidence for a low-latitude cusp, J.G.R., 89, 6663-6669.
Toffoletto F.R. et al., 1994: Solution of the Chapman-Ferraro problem with an arbitrary magnetopause, G.R.L., 21, 7, 621-624.
Trainor J.H. et al., 1974: Energetic Particles in the Jovian Magnetosphere, J.G.R., 79, 3600-3613.
Tsurutani B. and R.M. Thorne, 1982: Diffusion Processes in the Magnetopause Boundary Layer, G.R.L., 9, 1247.
Van Allen J.A. et al., 1974: Pioneer 11 Observations of Energetic Particles in the Jovian Magnetosphere, Science, 188, 459-462.
Vasyliunas V.M. and A.J. Dessler, 1981: The Magnetic-Anomaly Model of the Jovian Magnetosphere: a Post-Voyager Assessment, J.G.R., 86, 8435-8446.
Vogt R.E. et al., 1979: Energetic Ions and Electrons in the Jovian Magnetosphere, Science, 206, 984-987.
Wolfe J.H. et al., 1974: Pioneer 10 Observations of the Solar Wind Interaction with Jupiter, J.G.R., 79, 3489.
Ximenez de Ferran S., 1986: Ulysses Spin Reference Pulse, Estec Documentation, Ref=85149EST0026.
*Zarka P. et al., 1993: Quelques résultats marquants de la rencontre Ulysse-Jupiter, Bulletin de la Société Française de Physique, mars.
*Zhang M., et al., 1993: Relativistic Electron Flux Anisotropies in the Dusk-Side Jovian Magnetosphere: a Test for Source Location and Escape Mechanism, Planet. and Space Science, 41, 1029-1040.

Livres et éditions spéciales:

Science Reports, 183, 1974.
188, 1975.

204, 1979.
206, 1979.
Solar wind-Magnetosphere Coupling, edited by Y.Kamide and J.A.Slavin, Astrohysics and Space Science Library, Proceedings, 1986.
Solar System Plasma Physics, edited by E.N. Parker, C.F. Kennel, L.J. Lanzerotti, North-Holland Publishing Company, volume III,1979.
Dynamics of the Magnetosphere, edited by S.I. Akasofu, Astrophysics and Space Library, Volume 78, Proceedings, D. Reidel Publishing Company, 1980.
Planetary Magnetospheric Physics II, edited by M.G. Kivelson, S.K. Runcorn, N.F. Ness and W.-H. Ip, Advances in Space Research, Volume 12, Number 8, Pergamon Press, 1992.
The Solar System, Encrenaz T., J.P. Bibring and M. Blanc, A & A Library 1991.

II. LES ELECTRONS DE JUPITER DANS L'ESPACE INTERPLANETAIRE

*Balogh A. et al., 1993a: The Interplanetary Magnetic Field from 1 to 5 AU: Ulysses Observations, Adv Sp Res, 13 (6), 15-24.
*Balogh A. et al., 1993b: The Evolution of the Interplanetary Sector Structure in 1992, G. R. L., 20(21), 2331-2334.
*Bame S.J. et al., 1993: Ulysses Observations of a Recurrent High Speed Solar Wind Stream and the Heliomagnetic Streamer Belt, Geophys. Res. Letters, 20(21), 2323-2326.
Bieber J.W. et al., 1994: Proton and Electron Mean Free Paths: The Palmer Concensus Revisited, Ap.J., 420, 294-306.
Bothmer V. and R. Schwenn, 1992: Magnetic Structures at sector Boundaries in the inner Heliosphere, in Solar Wind Seven, ed. by Marsch and R. Schwenn, Pergamon Press, Oxford, 191-196.
Chenette D.L. et al., 1977: Observations of Jovian Electrons at 1 AU Throughout the 13 Month Jovian Synodic Year, Ap.J., 215, L95-L99.
Conlon T.F., 1978: The Interplanetary Modulation and Transport of Jovian Electrons, J.G.R., 83, 541.
Conlon T.F. and J.A. Simpson, 1977: Modulation of Jovian Electron Intensity in Interplanetary Space by Corotating Interaction Regions, Ap.J., 211, L45-L49.
Crooker N.U et al., 1993: Multiple Heliopsheric Current Sheets and coronal streamer belt dynamic, J.G.R., 98, 9371-9381.
Eraker J.H., 1982: Origins of the Low-energy Relativistic Interplanetary Electrons, Ap. J., 257, 862-880.
Eraker J.H., and J.A. Simpson, 1979: Jovian Electron Propagation close to the Sun (<0.5 AU), Ap. J. Letters, 232, L131-134.
*Ferrando P. et al., 1991: Propagation of Jovian Electrons by the Ulysses Electron Telescope, Proc. of the22nd Internat. Cosmi Ray conf, 3, 366-369.
*Ferrando P. et al., 1993a: Propagation of Jovian Electrons in and out of the Ecliptic, Adv Sp Res, 13 (6), 107, 1993 (COSPAR Washington USA,1992).
*Ferrando P. et al., 1993b: Jovian Electrons Jets in Interplanetary Space,Planetary and Space Science, 41, 839-841.
Fisk L.A., 1979: Interaction of Energetic Particles with the Solar Wind in Solar System, vol 1, edited by C.F. Kennel, L.J. Lanzerotti and E.N. Parker, p117, North-Holland, New York.
*Geiss J. et al., 1995: Origin of the solar wind from composition data, Space Sci. Rev., 72, 1, 49-60.
*Gosling J.T. et al., 1993: Latitudinal variation of Solar Wind Corotating Stream Interaction Regions: Ulysses, G.R.L., 20, 2789-2792.
*Gosling J.T. et al., 1994: The Speeds of Coronal Mass Ejections in the Solar Wind at mid Heliographic Latitudes, G.R.L., 21, 1109-1112.
Hoeksema J.T., 1992: Large-scale Structure of the Heliospheric Magnetic Field: 1976-1991, in Solar Wind Seven, ed. by Marsch and R. Schwenn, Pergamon Press, Oxford, 191-196.
Hoeksema J.T., 1994: communication.
Hoeksema J.T., 1995: Large-scale Structure of the Heliospheric Current Sheet during the Ulysses Epoch: Space Sci. Rev., 72, 1, 137.
Hundhausen A.J. and J.T. Gosling, 1975: Solar Wind Structure at Large Heliocentric Distances: an Interpretation of Pioneer 10 Observations, J.G.R., 81, 1436-1440.
Jokipii J.R. and E.N. Parker, 1969: Stochastic Aspects of Magnetic Lines of Force with Application to Cosmic-Ray Propagation, Ap.J., 155, 777-798.
Jokipii J.R. and B. Thomas, 1981: Effects of drift on the transport of cosmic-rays. IV. Modulation by a wavy interplanetary current sheet, Ap.J., 243, 1115-1122.
Kallenrode M-B, 1993: Particle Propagation in the Inner Heliosphere, J.G.R., 98, 19,037-19,047.
Kurth W.S. et al., 1981: Voyager Observations of Jupiter's Distant Magnetotail, J.G.R., 86, 8402-8412.
McDonald F.B.et al., 1972: Multivarious Temporal Variations of Low-energy Relativistic Cosmic-Ray Electrons, J.G.R., 77, 2213-2231.
Moraal H. and M.S. Potgieter, 1982: Solutions of the spherically-symmetric Cosmic-ray Transport Equation in Interplanetary Space, Astrop. and Space Sci., 84, 519-533.
Moses D., 1987: Jovian Electrons at 1 AU: 1978-1984, A.J., 313, 471-486.
Moussas X. et al., 1982a: Drift Motion and Perpendicular Diffusion of energetic Particles in Interplanetary Space based on Spacecraft Data, Astrophys. ans Space Science, 86, 197-207.
Moussas X.. et al., 1982b: Study of Parallel Diffusion of energetic Particles in Interplanetary Medium using Spacecraft Data at 1 and 5 AU, Astrophys. ans Space Science, 86, 185-195.
*Müller-Mellin R. and G. Wibberenz, 1995: Energetic Particles at High-Latitude, Space Sci. Rev., 72,

273-284.
Ness N.F. and J.M. Wilcox, Solar Origin of the Interplanetary Magnetic field, Phys. Rev. Lett., 13, 461, 1964.
Palmer I.D., 1982: Transport Coefficients of Low-Energy Cosmic Rays in Interplanetary Space, Rev. of Geoph. and Sp. Ph., 20, 335-351.
Parker E.N., 1963: Interplanetary Dynamical Processes, Wiley and Sons, New York.
Parker E.N., 1965: The Passage of Charged Particles through Interplanetary Space, Plan. and Space Sci., 13, 9.
*Phillips J.L et al., 1994: Ulysses at 50° South: Constant Immersion in the High-Speed Solar Wind, G.R.L., 21, 1105-1108.
Pomerantz, M.A., 1971: Cosmic Rays, Van Nostrand, New York.
Pyle K.R. and J.A. Simpson, 1977: The Jovian Relativistic Electron Distribution in Interplanetary Space fron 1 to 11 AU: Evidence for a Continuously Emitting Point Source, Ap.J., 215, L89-L93.
*Rastoin C., R. Ducros, P. Ferrando and A. Raviart, Few MeV Electron Jets from Jovian Origin in Interplanetary Space, EGS XVIII Gen. Ass. Wiesbaden Germany, 1993.
*Rastoin C. et al., 1993: The "10-hour" Modulation of the Jovian Electron Spectrum in Interplanetary Space-Ulysses Observations, Proc. 23st Int. Cosm. Ray Conf. Calgary Canada, 3, 346.
*Rastoin C. et al., 1995: What More do the Jovian Electrons have to tell us? The MeV electron propagation in the Heliosphere as seen by Ulysses, subm. to JGR.
Schardt A.W. et al., 1981: Energetic Particles in the Predawn Magnetotail of Jupiter, J.G.R., 86, 8413.
Schardt A.W. et al., 1983: Jovian Modulation of Interplanetary Electrons as Observed with Voyagers 1 and 2, J.G.R., 88, 1989-2000.
Schulz M., 1973: Interplanetary Sector Structure and the heliomagnetic Equator, Astron. Space Sci., 24, 371.
Schwenn R., 1990: Large-scale Structure of the Interplanetary Medium, in Physics of the inner Heliosphere, Vol. I, eds E. Marsch and R. Schwenn, Springer, Berlin.
Schwenn R., 1992: Der Sonnenwind, in Plasmaphysik im Sonnensystem (eds K.-H Glassmeier, M. Scholer), BI-Wissenschaftsverlag, Mannheim.
*Simpson J.A.. et al., 1993: Jovian Electron Propagation in Three Dimensions of the Heliosphere: the Ulysses Investigations, J.G.R., 98, 21, 129-21, 144.
Smith E.J., 1990: The heliospheric current sheet and modulation of Galactic cosmic rays, J.G.R., 95, 18731-18743.
Smith E.J and J.H. Wolfe, 1976: Observations of Interaction Regions and Corotating Shocks between 1 and 5 AU: Pioneers 10 and 11, G.R.L., 3, 3, 137-140.
Smith E.J. et al., 1976: Jovian Electron Bursts: Correlation with the Interplanetary Field Direction and Hydromagnetic Waves, J.G.R., 81, 65-72.
Teegarden B.J. et al., 1974: Interplanetary MeV Electrons of Jovian Origin, J.G.R., 79, 3615-3622.
Van Kampen, 1992: Stochastic Processes in Physics and Chemistry, North Holland, New York.
Vasyliunas V.M., 1975: Modulation of Jovian Interplanetary Electrons and the Longitude Variation of Decametric Emission, G.R.L., 2, 3,.
Winterhalter D., E.J. Smith, M.E. Burton, N. Murphy and D.J. McComas, The Heliospheric Plasma Sheet, J.G.R., 99, 6667-6680, 1994.

Pour mémoire:
Numerical Recipes, the art of scientific computing (Fortran version), Press W.H. et al;, Cambridge University Press, 1989.
Solar System Plasma Physics, edited by E.N. Parker, C.F. Kennel, L.J. Lanzerotti, North-Holland Publishing Company, volume I,1979.

III. LESPARTICULES GALACTIQUES DANS L'HELIOSPHERE

Ahluwalia H.S., 1994: Repetitive Patterns in the Recovery Phase of Cosmic-Ray 11-year Modulation, J.G.R., 99, 11,561-11,567.
Anderson C.D., 1933: Phys. Rev., 43, 491.
Axford W.I. and S.T. Suess, 1994: Spacecraft to explore the Outer Heliosphere, EOS, Dec 1994, p587.
*Balogh A. et al., 1995: Structure and Characteristics of the Heliospheric Magnetic Field over the South Polar Region of the Sun, submitted to Science.
Beuermann K.P., 1971: Secondary Electrons and Photons in the upper Atmosphere,J.G.R., 76, 4291.
Bieber J.W. and R.A. Burger, 1990: Cosmic-ray Streaming in the Born approximation, Ap.J., 348, 597.
Bieber J.W. et al., 1987a:Magnetic Helicity of the Parker Field, Ap.J., 315, 700-705.
Bieber J.W. et al., 1987b: Magnetic Helicity of the IMF and the Solar Modulation of Cosmic Rays, G.R.L., 14, 8, 864-867.
Bieber J.W. and J. Chen, 1991: Ap.J., 372, 301.
Bieber J.W. et al., 1994: Proton and Electron Mean Free Paths: The Palmer Concensus Revisited, Ap.J., 420, 294-306,.
Bland C.J. et al., 1970: Observations on Electrons in the Range 10-300 MeV, (11th ICRC), Acta Phys. Acad. Hungaricae, 29, Suppl., 1, 195-202.
Bleeker J.A.M. et al., 1968: Observations of the elctron to alpha particle ratio as a test for solar modulation, Suppl. Can J. Phys., 46, Proc. Suppl., S911-S914, 1968.
Bleeker J.A.M. et al., 1970: Time Variations in the Cosmic Ray Electron Spectrum above 500 MeV, (11th ICRC), Acta Phys. Acad. Hungaricae, 29, Suppl., 1, 209-215.
Burger J.J. and B.N. Swanenburg, 1973: Energy-dependent Time Lag in the Long-Term Modulation of Cosmic Rays, J.G.R., 78, 292-305.
Burger J.J. and B.N. Swanenburg, 1974: The 1972 Cosmic-Ray Electron Spectrum Above 0.5 GeV, J.G.R., 79, 1533.
Burlaga et al., 1985: Cosmic ray modulation and turbulent Interaction Regions near 11 AU, J.G.R., 90, 12027-12039.
Césarsky C.J. et al., 1978: In the Local Interstellar Medium, Astroph. and Space Sci., 59, 73-83.
Chen J. and J.W., 1993: Ap.J., 405, 375.
Cooper J.F. and D.N. Baker, 1993: Magnetospheric models for electron acceleration and transport in the heliosphere, Adv. Space Res., 13, 6, 103-106.
Cummings A.C. et al., 1987: Latitudinal and radial gradients of anomalous and galactic Cosmic Rays in the outer heliosphere, G.R.L., 14, 174-177.
Cummings A.C. et al., 1993: The Distance to the Solar Wind Termination Shock during 1986-1988, Proc. of the 23rd ICRC, Calgary, 3, 411.
Daniel R.R. ans S.A. Stephens, 1974: Rev. Geophys. Space Phys., 12, 233.
Daugherty J.K. et al., 1975: A measurement of Cosmic-Ray Positron and Negatron Spectra between 50 and 800 MV, Ap.J., 198, 493-505.
Davis L.E., 1955: Interplanetary magnetic fields and cosmic rays, Phys. Rev., 100, 1440.
DeShong et al., 1964: Phys. Rev. Letters, 12, 3.
Eastman T.E., 1990: Transition Regions in solar system and astrophysical plasmas, IEEE Transactions on Plasma Sci., 18, 1, 18.
Evenson P. and E. Tuska, 1991: Cosmic-ray transport: modulation and anomalous component, Rev. of Geophysics, Suppl., 944-954.
Evenson P. et al., 1979: The Solar Modulation of Cosmic Ray Electrons 1969-1977, J.G.R., 84, 5361.
Evenson P. et al., 1981: The Cosmic Ray Electron/ Proton Intensity Ratio between 1965 and 1979, Proc. of the 17th ICRC, Paris, 3, 246-249.
Evenson P. et al., 1991: Modulation of 1-10 GV Cosmic Electrons, Proc. 22th ICRC, 3, 505.
Evenson P. et al., 1995: Cosmic Electron Spectra 1987-1994, Accepted by J.G.R..
Fahr et al., 1986: Plasma Transport across the Heliopause, Space Sci. Rev., 43, 329.
Fanselow J.L. et al., 1971: The Energy Spectrum of Primary Cosmic Ray Electrons from 2 to 200 GeV, Astrophys. Space Sc., 11, 301.
Ferrando P., 1993: Cosmic Ray Propagation and Origin, Proc. of the 23rd ICRC, Calgary,.Invited, Rapporteur and Highlight Papers, 279.
Ferrando P. et al., 1995: Evolution of the electron/proton ratios between 1 and 7 GV measured at Ulysses as a function of time and latitude, 24thICRC (Rome)
Fisk L.A., 1971: Solar Modulation of galactic Cosmic-rays, J.G.R., 76, 221.
Fisk L.A., 1982: The acceleration of the anomalous cosmic-ray component, Trans. Am. Geophys. Union,

63, 63, 1054.
Freier et al., 1948: Phys. Rev., 74, 1818.
Fulks G.J., 1975: Solar Modulation of Galactic Cosmic-Ray Electrons, Protons and Alphas, J.G.R., 80, 1701-1714.
Garcia-Munoz M. et al., 1973: A new test for solar modulation theory: the 1972 May-July low-energy galactic cosmic-ray proton and helium spectra, Ap.J., 182, L81.
Garcia-Munoz M. et al., 1986: The Dependence of Solar Modulation on the Sign of the Cosmic Ray Particle Charge, J.G.R., 91, 2858-2866.
Garcia-Munoz M. et al., 1991: The Dependence of Solar Modulation on the Sign of the Cosmic Ray Particle Charge during the 22 year solar Magnetic Cycle, Proc. 22nd ICRC (Dublin), 3, 497-500.
Ginzburg V.L., 1958: in Progress in elementary particle and cosmic-ray physics, vol 4, Amsterdam, North Holland Publ. Cy.
Gleeson L.J. and W.I. Axford, 1967: Cosmic Rays in the Interplanetary Medium, Ap.J., 149, L115.
Gleeson L.J. and W.I. Axford, 1968: Solar Modulation of Galactic Cosmic Rays, Ap.J., 154, 1011.
Golden R.L. et al., 1984: ApJ, 287, 622.
Golden R.L. et al., 1994: Observations of Cosmic-Ray Electrons and Positrons using an Imaging Calorimeter, Ap.J., 436, 769-775.
Goldstein M.L., R. Ramaty and L.A. Fisk, 1970: Phys. Rev. Letters, 24, 1193.
Grzedzielski S., 1993: The heliospheric boundary regions, Adv. Space Res., 13, 6, 147.
Grzedzielski S. and A.J. Lazarus, 1993: 2- to 3- kHz Continuum Emission as Possible Indications of Global Heliospheric "Breathing", J.G.R., 98, 5551.
Gurnett D.A., 1995: Heliospheric Radio Emissions, Space Sci. Rev., 72, 243.
Gurnett D.A. et al., 1993: Radio Emission from the Heliopause Triggered by an Interplanetary Shock, Science, 262, 199-203.
Haasbroek L.J. and M.S. Potgieter, 1995: The Modulation of Cosmic-Rays in the High Latitude Heliosphere: a Computer Simulation, Space Sc. Rev, 72, 385-390.
Haasbroek et al., 1994: The galactic cosmic-ray electron intensity and spectrum as a function of heliospheric distance and latitude in a drift modulation model: poster, symposium Outer Helioshere New Hampshire, Durham.
Hartman R.C and C.J. Pellerin, 1976: Cosmic-Ray Positron and Negatron Spectra between 20 and 800 MeV Measured in 1974, Ap.J., 204, 927-933.
Hasselmann K. and G. Wibberenz, 1968: Scattering of charged Particles by Random Electromagnetic Fields, Z. Geophys., 34, 353.
*Heber B. et al., 1993: Modulation of Galactic Cosmic Ray Particles Observed on board the Ulysses Spacecraft, Proc. 23rd Int. Cosm. Ray Conf. Calgary Canada, 461.
*Heber B. et al., 1995: Modulation of Galactic Cosmic Ray Particles Observed on board the Ulysses Spacecraft, Space Science Review, 72, 391.
Hovestadt D. and P. Meyer, 1970: The Geomagnetic Cut-Off at Ft Churchill and the Primary Cosmic-Ray Electron Spectrum from 10 to 12 GeV in 1968, (11th ICRC), Acta Phys. Acad. Hungaricae, 29, Suppl. 2, 525-531.
Jokipii J.R. and J. Kota, 1989: The Polar heliospheric magnetic field, G.R.L., 16, 1-4.
Jokipii J.R. and J. Kota, 1991: On the interpretation of the high cosmic-ray electron fluxes observed in 1986, Proc. of the ICRC Conf. in Dublin.
Jokipii J.R. and J. Kota, 1995: Three-dimensional Cosmic-ray Simulations: Heliographic Latitude and Current sheet tilt, Space Sc. Rev., 72, 379-384.
Jokipii J.R. and B. Thomas, 1981: Effects of drift on the transport of cosmic-rays. IV. Modulation by a wavy interplanetary current sheet, Ap.J., 243, 1115-1122.
Jokipii J.R. et al., 1977: Effects of Particle Drift on Cosmic-Ray Transport. I. General Properties, Application to Solar Modulation, Ap. J., 213, 861-868.
Kota J. and J.R. Jokipii, 1983: Effects of drift on the transport of cosmic rays. VI. A three-dimensional model including diffusion, Ap.J., 265, 573-581.
Kunow H. and G. Wibberenz, 1984: Die schnellen Individualisten im Sonnensystem, in Zehn Jahre Helios, H. Porsche Ed., Wenshow Franzis Druck GmbH, München, p124.
*Kunow H. et al., 1995: High-energy Cosmic-ray Nuclei Results on Ulysses: 2. Effects of a recurrent high-speed stream from the southern polar coronal hole, Space Sc. Rev., 72, 397-402.
*Kunow H. et al., 1995: High-energy cosmic-ray results from the Ulysses ascent to the solar South pole, Nucl. Physics B, Proc. Suppl., 39A, 75-86.
LeRoux J.A. and M.S. Potgieter, 1992: The simulated features of heliospheric cosmic-ray modulation with a time-dependent drift model. IV. Role of the heliospheric neutral sheet deformation, Ap.J.,

397, 686-693.
LeRoux J.A. and M.S. Potgieter, 1993: The simulated Features of the Heliospheric Modulation of Galactic Cosmic Rays using a time-dependent Drift Model, Proc. of the 23rd Intern. Cosmic Ray Conf., 3, 549.
Le Roux J.A. and V.S.Ptuskin, 1995: Galactic Cosmic-Ray Mediation of a spherical Solar Wind Flow. 1. The Steady-state Cold Gas Hydrodynamical Approximation, Ap. J., 438, 427-433,.
L'Heureux J., 1967:The Primary Cosmic-Ray Electron Spectrum Near Solar Minimum, Ap.J., 148, 399.
L'Heureux J. and P. Meyer, 1968: Proc 10th ICRC, 1967, Canadian J. Phys., 46, 10, S892-895.
Lopate C. and J.A. Simpson., 1993: Recent Pioneer 10 and IMP8 Measurements of the Anomalous Component and the Search for the Termination Shock, Proc. of the 23rd ICRC, Calgary, 3, 415.
McDonald F.B. et al., 1974: The anomalous abundance of cosmic-ray nitrogen and oxygen nuclei at low energies, Ap. J. Letters, 187, L105.
McDonald F.B. et al., 1993: Role of Drifts and Global Merged Interaction Regions in the Long-Term Modulation of Cosmic Rays, J.G.R., 98, 1243-1256.
McKibben R.B., 1986: Modulation of Galactic Cosmic-Rays in the Heliosphere, in The Sun and the Heliosphere in three Dimensions, R.G. Marsden Ed., D. Reidel Publ. Cy, p361.
McKibben R.B., 1989: Reanalysis and confirmation of Positive latitude gradients for anomalous Helium and galactic Cosmic rays measured in 1975-6 with Pioneer 11, J.G.R., 94, 17021-17033.
McKibben R.B. et al., 1995a: Cosmic-ray Modulation in the 3-D Heliosphere, Space Sc. Rev., 72, 367.
McKibben R.B. et al., 1995b: Ulysses out-of-ecliptic Observations of "27-day" Variations in high-energy Cosmic-ray Intensity, Space Sci. Rev., 72, 403.
Meyer P., E.N. Parker and J.A. Simpson, 1956: Solar cosmic rays of February 1956 and their propagation through interplanetary space, Phys. Rev., 104, 768.
Moraal H. and M.S. Potgieter, 1982: Solutions of the spherically-symmetric Cosmic-ray Transport Equation in Interplanetary Space, Astrop. and Space Sci., 84, 519-533.
Moraal H. et al., 1991: Heliospheric Effects on Cosmic-ray Electrons, Ap. J. , 367, 191-199.
Müller D. and K.-K. Tang, 1987: Cosmic Ray Positrons from 10 to 20 GeV: a ballon-borne experiment measurement using the geomagnetic East-West Asymmetry, Ap.J., 312, 183-194.
Müller-Mellin R. and G. Wibberenz, 1995: Energetic Particles at High-Latitude, Space Science Reviews 72, 273-284.
*Paizis C. et al., 1995: Latitudinal Effects of Galactic Cosmic-Rays Onboard the Ulysses Spacecraft, Proc. of the 24th ICRC, Roma.
Phillips J.L et al., 1995: Ulysses solar wind plasma observations at high southerly latitudes, tbp in Science.
Potgieter M.S., 1984: The Modulation of Galactic Cosmic Rays as described by a Three-dimensional Drift Model, D.Sc Thesis, Potcheftsroom University for C.H.E., South Africa.
Potgieter M.S., 1993a: Time-Dependent Cosmic Ray Modulation: Role of Drifts and Interaction Regions, Adv Sp Res., 13, 239.
Potgieter M.S., 1993b: Modulation of Cosmic-Rays in the Heliosphere, Rapporteur Paper, 23rd ICRC(Calgary), 213.
Potgieter M.S., 1995: The long-term modulation of galactic cosmic rays in the heliosphere, tbp in Adv. Space Res.
Potgieter M.S. and R.A. Burger, 1990: The Modulation of cosmic-ray Electrons, Positrons and Helium nuclei as predicted by a Drift model with a simulated wavy neutral sheet, Astron. Astroph., 233, 598-604.
Potgieter M.S. and H. Moraal, 1985: A drift Model for the modulation of galactic cosmic rays, Ap.J., 294, 425-440.
Potgieter M.S. et al., 1993: The Role of Merged Interaction Regions and Drifts in the Heliospheric Modulation of Cosmic Rays beyond 20 AU: a Computer Simulation, Ap. J., 403, 760-768.
Ramaty R. and R.E Lingenfelter, 1966: J.G.R., 71, 3687.
*Raviart A. et al., 1995: Variations of the High-energy Electron Flux along the Ulysses trajectory, Space Sc. Rev., 72, 409-414.
Rockstroh J.M., 1977: PhD Thesis, University of New Hampshire.
Saito T. et al., 1986: Three-dimensional structure of the heliosphere as inferred from observations with a Japanese Halley spacecraft, in The Sun and the heliosphere in 3-D, R.G. Marsden ed., Reidel, p281.
Sekido Y. and H. Elliot, eds., 1981: Early history of cosmic-ray studies, Personal reminiscences with old photographs, vol 118, Astrophysics and Space Library, D. Reidel Publ. Cy.
Seo E.S. et al., 1991: Measurement of cosmic-ray proton and helium spectra during the 1987 solar minimum, Ap.J., 378, 763-772.

Sime D.G., 1986: The Structure and Rotation of the Solar Corona: Implications for the Heliosphere, in The Sun and the heliosphere in Three Dimensions, R.G. Marsden Ed., D. Reidel Publ. Cy, p45.
Simpson J.A., 1985: in Early History of Cosmic Ray Studies, eds Y. Skido and H. Elliot, Reidel, p385.
Simpson J.A., 1989: Evolution of our Knowledge of the Heliosphere, Adv. Sp. Res., 9, N°4, 5-20.
*Simpson J.A. et al., 1995: K.J. Trattner, P.-P. Wenzel, M. Zang, Cosmic Ray Particle Investigations over the South Polar Regions of the Sun and Heliosphere, Science, 268, 1019-1023.
*Smith E.J. et al., 1995: Ulysses Observations of Latitude Gradients in the Heliospheric Magnetic Field: Radial Component and Variances, Space Sc. Rev., 72, 165-170.
Street & Stevenson, 1937: Phys. Rev., 52, 1003.
Strong A.W. et al., 1994: Diffuse Continuum Gamma Rays from the Galaxy observed by COMPTEL, Astron. Astroph., 292, 82-91.
Svestka Z., 1995: A Comparison of solar activity during the decline of several solar cycles, Adv. Space Res., 9, 27.
Swanenburg B.N., 1971: Ph.D. Thesis, University of Leiden.
Tuska E., 1990: Charg-Sign Dependent Solar Modulation of 1-10 GC Cosmic Rays, PhD Thesis.
Tuska E. et al., 1991: Solar Modulation of Cosmic Electrons: Evidence for Dynamic Regulation, Ap. J., 373, L27-L30.
Webber W.R., 1987: Cosmic Ray Antiprotons, Electrons, Positrons, Deuterium and 3He and New Measurements of Nuclear Fragmentation and their Role in Understanding Cosmic-Ray Propagation in the Galaxy, Rapporteur Paper, 20th ICRC (Moscow),.
Webber W.R., 1993: communication.
Webber W.R. and J.M. Rockstroh, 1973: Cosmic-ray Electrons of E>1GeV: some new measurements and interpretations, J.G.R., 78, 1-11.
Webber W.R., 1983: Cosmic-Ray Electrons and Positrons- A Review of current Measurements and some implications, in Composition and Origin of Cosmic-Rays, Reidel Publ. Cy, 83-100.
Webber W.R. et al., 1973: Measurements of the Primary Cosmic Ray Electron Spectrum from 1965 to 1972, Proc. 13th ICR, Denver, 2, 760.
Webber W.R et al., 1990: a Comparison of Predictions of a wavy neutral Sheet Drift Model with Cosmic-ray Data over a whole Modulation Cycle: 1976-1987, Ap.J., 349, 634.

ANNEXES

Beedle R.E. et al., 1970: Measurements of the Primary Electron Spectrum in the Energy Range 0.2 MeV to 15 GeV, (11th ICRC), Acta Phys. Acad. Hungaricae, 29, Suppl., 1, 133-135, 1970.
Beuermann K.P., 1971: Secondary Electrons and Photons in the upper Atmosphere, J.G.R., 76, 4291.
Beuermann K.P. et al., 1969: Phys Rev. Letters, 22, 412.
Bland C.J. et al., 1970: Observations on Electrons in the Range 10-300 MeV, (11th ICRC), Acta Phys. Acad. Hungaricae, 29, Suppl., 1, 195-202.
Bleeker J.A.M. et al., 1968: Time Variations in the Cosmic Ray Electron Spectrum above 500 MeV, Suppl. Can J. Phys., 46, Proc. Suppl., S522-S526.
Bleeker J.A.M. et al., 1970: Time Variations in the Cosmic Ray Electron Spectrum above 500 MeV, (11th ICRC), Acta Phys. Acad. Hungaricae, 29, Suppl., 1, 209-215.
Burger J.J. and B.N. Swanenburg, 1973: Energy-dependent Time Lag in the Long-Term Modulation of Cosmic Rays, J.G.R., 78, 292-305.
Burger J.J. and B.N. Swanenburg, 1974: Long-Term Modulation of Cosmic-Ray Electrons with Energies above 0.5 GeV, Proc. 12th ICRC, 554, 1970.
Caldwell J.H. et al., 1975: The Cosmic Electron Spectrum in 1973 and 1974, Proc 14th ICRC, 3, 1000.
Caldwell J.H. et al., 1977: The Cosmic Electron Spectrum in 1974 and 1975 and the Implications for Solar Modulation, Proc 15th ICRC, 11, 203-207.
Daugherty J.K. et al., 1975: A measurement of Cosmic-Ray Positron and Negatron Spectra between 50 and 800 MV, Ap.J., 198, 493-505.
Evenson P. et al., 1979: The Solar Modulation of Cosmic Ray Electrons 1969-1977, J.G.R., 84, 5361.
Evenson P. and P. Meyer, 1984: Solar modulation of sosmic ray electrons 1978-1983, J.G.R., 89, 2647.
Evenson P. et al., 1981: The Cosmic Ray Electron/ Proton Intensity Ratio between 1965 and 1979, Proc. of the 17th ICRC, Paris, 3, 246-249.
Evenson P. et al., 1983: A Quantitative Test of Solar Modulation Theory: the Proton, Helium and Electron Spectra from 1965 trough 1979, Ap. J., 275, L15.
Fan C.Y. et al., 1969: Phys. Rev. Letters, 23, 877-880.
Fanselow J.L., 1968: The Primary Cosmic-Ray Electron Spectrum between 0.09 and 8.4 BeV in 1965,

Ap.J., 152, 783-798.
Fanselow J.L. et al., 1969: Charge composition and energy spectrum of primary cosmic ray electrons, Ap.J., 158, 771.
Fanselow J.L. et al., 1971: The Energy Spectrum of Primary Cosmic Ray Electrons from 2 to 200 GeV, Astrophys. Space Sc., 11, 301.
Ferbels T., 1987: Experimental Techniques in High Energy Physics, Addison-Wesley Publ. Cy.
Fulks G.J., 1975: Solar modulation of galactic cosmic-ray electrons, protons and alphas, J.G.R., 80, 1701.
Fulks G.J. et al., 1973: The Cosmic-Ray Electron Spectrum and its Modulation from 1968 through 1972, 13rd ICRC(Denver), 2, 753.
Garcia-Munoz M., et al., 1986: The Dependence of Solar Modulation on the Sign of the Cosmic-Ray Particle Charge, J.G.R., 91, 2858-2866.
Garcia-Munoz M. et al., 1987: The dependence of solar modulation on the sign of the cosmic-ray particle charge: further study of a 22 year solar magnetic cycle, Proc. 20th ICRC, Moscow, 3, 303.
Hartman R.C., 1967: The Energy Dependence of the Positron-Electron Ratio in the Primary Cosmic Radiation in 1965, Ap.J., 150, 371-384.
Hartman R.C and C.J. Pellerin, 1976: Cosmic-Ray Positron and Negatron Spectra between 20 and 800 MeV Measured in 1974, Ap.J., 204, 927-933.
Hartman R.C. et al., 1965: Observation of the Cosmic-Ray Ekectron-Positron Ratio from 100 MeV to 3 BeV in 1964, J.G.R., 70, 11, 2713-2715.
Hovestadt D. and P. Meyer, 1970: The geomagnetic cut-off at Ft Churchill and the primary cosmic-ray Electron Spectrum from 10 to 12 GeV in 1968, Acta Phys. Acad. Hungaricae, 29, Suppl. 2, 525.
Hovestadt D. et al., 1970: A detector system for sosmic rSay Electrons, Nucl. Instrum. Methods, 85, 93.
Hovestadt D., et al., 1971: The Energy Spectrum of Primary Cosmic Ray Electrons from 20 MeV to 20 GeV in 1968 and 1969, Astroph. Letters, 9, 165-168.
*Iwers B., 1988: Calibration of a Space-Born ElectronTelescope: Report on theCalibrations perfored with the SIM 3 Experiment of the COSPIN instrument for the ULYSSES mission, AEG.
L'Heureux J., 1967: The Primary Cosmic-Ray Electron Spectrum Near Solar Minimum, Ap.J., 148, 399.
L'Heureux J. and C.Y. Fan, 1972: The Quiet-Time Spectra of Cosmic-Ray Electrons of Energies between 10 and 200 MeV observed on OGO-V, Ap.J., 171, 363-376.
L'Heureux J. and P. Meyer, 1976: Quiet-time increases of low-energy electrons: the Jovian origin, Ap.J., 209, 955-960.
Longo M., 1935: Fundamentals of Elementary Particle Physics, Mc Graw-Hill series in Fundamental Pysics, E.U.Condon Ed, Univ of Colorado.
Manno V et al., 1970: The Geometric Factor of two parallel, directly opposed, plane circular Cosmi Ray Detectors as a Function of the Angle of Incidence of the Radiation, Esro-Cers Scient. and Tech. Rev., 2, 363-380.
Meyer P. and P. Evenson, 1978: The University of Chicago Cosmic Ray Electrons and Nuclei Experiment on the H Spacecraft, IEEE Trans. Geosci. Electron., GE-16, 180.
Rockstroh J.M., 1977: PhD Thesis, University of New Hampshire.
Rockstroh J.M. and W.R. Webber, 1969: A measurement of the spectrum of cosmic-ray electrons between 20 MeV and 3 BeV in 1968- Further evidence for extensive time variations of this component, J.G.R., 74, 5041.
Rogowski L.K. et al., 1969: IEEE Trans. Nucl. Sci, NS-16, 1, 352-360.
Schmidt P., 1972: Cosmic ray electron spectrum and its modulation near solar maximum, J.G.R., 77, 3295.
Schmoker J.W. and J.A. Earl, 1965: Magnetic Cloud Chamber Observations of Low-Energy Cosmic-Ray Electrons, Phys. Rev., 138, 300-302,.
*Sierks H., 1988: Auswertung der Eichmessungen des Kieler Elektronenteleskops zur Erstellung von Energiespektren an Bord der Raumsonde Ulysses, Diplomarbeit, Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel, IFKKI, 88/2.
Sullivan J.D., 1971: Geometrical Factor and Directional Response of Single and Multi-element Particle Telescopes, Nuclear Instr. and Methods, 95, 5-11.
Tuska E. et al., 1991: Solar modulation of cosmic electrons: evidence for dynamic regulation, Ap. J., 373, L27-L30.
Verma S.D., 1970: The Electron (Negatron and Positron) Component of the Cosmic Radiation, (11th ICRC), Acta Phys. Acad. Hungaricae, 29, Suppl., 1, 181-186, 1970.
Waddington C.J. and P.S. Freier, 1965: Electrons, Hydrogen and Helium Nuclei of Cosmic Radiation as Observed in 1963 and 1964, Proc. 9th ICRC(London), 1, 339,.
Webber W.R. and C. Chotkowski, 1967: A charged Particle Telescope for use in the Measurement of the

Cosmic-Ray Electron Spectrum in the Energy Range 10 MeV-2 BeV, Nucl. Instr. and Methods, 49, 45-54.
Webber W.R., 1968: J.G.R., 73, 4905.
Webber W.R.et al., 1973: Measurements of the Primary Cosmic Ray Electron Spectrum from 1965 to 1972, Proc. 13rd ICR, Denver, 2, 760.

Pour memoire:
Ulysses Instruments, Special Issue, A.&A., 92, 2, 1992.
The Ulysses data Book, ESA-BR 65, 1990.
Ulysses Voyage to the Unknown, ESA Esoc document OAD-MIS 3b, 2nd Edition 1992.
An old Legend- New Science: Ulysses, R.G. Marsden, ESA-BR 71, 1990.